

SÉRIE A, N° 1690

N° D'ORDRE : 2556

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Yves LE GRAND

1^{re} THÈSE. — ESSAI SUR LA DIFFUSION DE LA LUMIÈRE DANS L'ŒIL.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 1937, devant la Commission d'examen.

- 7 MAI 1937

MM. L. LAPICQUE, *Président.*

CH. FABRY }
G. RIBAUD } *Examineurs.*

Éditions de la *Revue d'Optique théorique et instrumentale*

3 et 5, Boulevard Pasteur, Paris (XV^e)

1937

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Yves LE GRAND

1^{re} THÈSE. — ESSAI SUR LA DIFFUSION DE LA LUMIÈRE DANS L'ŒIL.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 1937, devant la Commission d'examen.

- 7 MAI 1937

MM. L. LAPICQUE, *Président*.

CH. FABRY }
G. RIBAUD } *Examineurs*.

Éditions de la *Revue d'Optique théorique et instrumentale*

3 et 5, Boulevard Pasteur, Paris (XV^e)

1937

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

Doyen honoraire . . . M. MOLLIARD.

Doyen C. MAURAIN, *Professeur*, Physique du Globe.

<i>Professeurs honoraires</i>	H. LEBESGUE.	GUILLET.	LESPIEAU.
	A. FERNBACH.	PÉCHARD.	MARCHIS.
	A. LEDUC.	FREUNDLER.	VESSIOT.
	Emile PICARD.	AUGER.	PORTIER.
	Rémy PERRIER.	BLAISE.	
	Léon BRILLOUIN.	DANGEARD.	

PROFESSEURS

G. BERTRAND . . .	T	Chimie biologique.	L. JOLEAUD . . .	Paléontologie.
M. CAULLERY . . .	T	Zoologie (Evolution des êtres organisés).	ROBERT-LEVY . . .	T Zoologie.
G. URBAIN . . .	T	Chimie générale.	F. PICARD . . .	Zoologie (Evolution des êtres organisés).
Emile BOREL . . .	T	Calcul des probabilités et Physique mathématique.	Henri VILLAT . . .	T Mécanique des fluides et applications.
Jean PERRIN . . .	T	Chimie physique.	Ch. JACOB . . .	T Géologie.
H. ABRAHAM . . .	T	Physique.	P. PASCAL . . .	T Chimie minérale.
E. CARTAN . . .	T	Géométrie supérieure.	M. FRÉCHET . . .	T Calcul différentiel et calcul intégral.
M. MOLLIARD . . .	T	Physiologie végétale.	E. ESCLANGON . . .	T Astronomie.
L. LAPICQUE . . .	T	Physiologie générale.	M ^{me} RAMART-LUCAS.	T Chimie organique.
A. COTTON . . .	T	Recherches Physiques.	H. BEGHIN . . .	T Mécanique physique et expérimentale.
J. DRACH . . .	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	FOCH . . .	Mécanique expérimentale des fluides.
Charles FABRY . .	T	Physique générale.	PAUTHENIER . . .	Physique (P. C. B.).
Charles PÉREZ . .	T	Zoologie.	De BROGLIE . . .	T Théories physiques.
Léon BERTRAND .	T	Géologie structurale et géologie appliquée.	CHRÉTIEN . . .	Optique appliquée.
E. RABAUD . . .	T	Biologie expérimentale.	P. JOB . . .	Chimie générale.
M. GUICHARD . . .	T	Chimie minérale.	LABROUSTE . . .	Physique du Globe.
Paul MONTEL . . .	T	Théorie des fonctions et Théorie des transformations.	PRENANT . . .	Zoologie.
P. WINTREBERT .	T	Anatomie et histologie comparées.	VILLEY . . .	Mécanique physique et expérimentale.
L. BLARINGHEM .	T	Botanique.	BOHN . . .	Zoologie (P. C. B.).
O. DUBOSQ . . .	T	Biologie maritime.	COMBES . . .	Botanique (P. C. B.).
G. JULIA . . .	T	Mécanique analytique et Mécanique céleste.	GARNIER . . .	T Mathématiques générales.
C. MAUGUIN . . .	T	Minéralogie.	PÉRÈS . . .	Mécanique des fluides.
A. MICHEL-LEVY .	T	Pétrographie.	HACKSPILL . . .	Chimie (P. C. B.).
H. BÉVARD . . .	T	Mécanique expérimentale des fluides.	LAUGIER . . .	Physiologie générale.
A. DENJOY . . .	T	Application de l'Analyse à la Géométrie.	TOUSSAINT . . .	Technique Aéronautique.
L. LUTAUD . . .	T	Géographie physique et géologie dynamique.	M. CURIE . . .	Physique (P. C. B.).
Eugène BLOCH . .	T	Physique théorique et physique céleste.	G. RIBAUD . . .	T Hautes températures.
G. BRUHAT . . .		Physique.	CHAZY . . .	T Mécanique rationnelle.
E. DARMOIS . . .		Enseignement de Physique.	GAULT . . .	Chimie (P. C. B.).
A. DEBIERNE . . .	T	Physique Générale et Radioactivité.	CROZE . . .	Recherches Physiques.
A. DUFOUR . . .	T	Physique (P. C. B.).	DUPONT . . .	T Théories chimiques.
L. DUROYER . . .		Optique appliquée.	LANQUINE . . .	Géologie.
A. GUILLIERMOND	T	Botanique.	VALIRON . . .	Mathématiques générales.
M. JAVILLIER . .		Chimie biologique.	BARRABÉ . . .	Géologie structurale et géologie appliquée.
			MILLOT . . .	Zoologie (P. C. B.).
			F. PERRIN . . .	Théories physiques.
			VAVON . . .	Chimie organique.
			G. DARMOIS . .	Calcul des Probabilités et Physique mathématique.

Secrétaire A. PACAUD.

Secrétaire honoraire . . . D. TOMBECK.



A LA MÉMOIRE DE MON PÈRE

LE DOCTEUR JACQUES LE GRAND

Professeur d'Anatomie à l'Ecole de Médecine de Rouen.

ESSAI SUR LA DIFFUSION DE LA LUMIÈRE DANS L'ŒIL

Par Yves LE GRAND

SOMMAIRE. — La lumière peut être diffusée dans l'œil et atteindre la rétine en dehors de l'image de la source, à la suite de divers phénomènes : réflexions multiples, diffusion par la rétine suivie éventuellement d'une réflexion, diffraction par la cornée ou le cristallin, effet Tyndall des milieux troubles de l'œil. En particulier, la diffraction donne lieu à la « couronne ciliaire » et à deux anneaux dont une expérience simple permet de localiser l'origine avec certitude. S'il est possible de calculer à priori une valeur approchée de l'effet produit par chacun de ces processus, l'éclairement résultant ne peut s'en déduire, car leur importance relative est inconnue ; une étude photométrique de la lumière diffusée s'impose donc.

Le problème consiste à mesurer l'éclairement diffusé en chaque point de la rétine ; en utilisant une relation générale entre la brillance d'une source, l'éclairement rétinien qu'elle produit, et le diamètre de la pupille, on ramène la mesure à celle d'une brillance fictive b que l'on détermine par égalisation successive avec une source de comparaison réglable ; cette source est elle-même obtenue par diffusion de la lumière dans un liquide trouble, ce qui permet de conserver l'identité d'aspect entre les brillances à égaliser. Les mesures montrent que b est rigoureusement proportionnel à l'éclairement E dû à la source qui produit la diffusion dans l'œil, et varie d'autre part de façon assez compliquée en fonction de l'angle que fait cette source avec l'axe de l'œil. Lorsque l'œil est adapté à la lumière du jour, la lumière diffusée semble beaucoup moindre : cet effet s'explique par une variation d'efficacité des rayons qui atteignent obliquement la rétine.

Afin d'élucider le rôle que peut jouer la lumière diffusée dans le problème de l'éblouissement, on définit une brillance efficace b' qui produirait le même effet néfaste que l'éblouissement sur la perception des contrastes. A l'encontre de b , b' ne varie pas proportionnellement à E ; cet écart prouve que la diffusion ne suffit pas à expliquer l'éblouissement simultané, et qu'il faut supposer en outre une inhibition physiologique. Les mesures montrent qu'en fait la diffusion est presque seule en jeu au voisinage de l'image de la source, mais qu'elle n'intervient plus que pour le tiers ou la moitié de l'éblouissement lorsqu'on s'écarte à plus de 10° de cette image.

Comme tout système optique, l'œil souffre d'imperfections qui altèrent les qualités de l'image.

Dans un système centré parfait, stigmatique et achromatique, les propriétés périodiques de la lumière interviennent seules pour limiter la finesse ; un point-objet situé à l'infini sur l'axe du système produit dans le plan focal-image une

distribution classique des éclairements : pour un tel œil parfait possédant un diamètre pupillaire de 5 mm, l'image rétinienne se composerait d'anneaux entourant un disque central de 1 minute environ de diamètre. (Nous mesurerons toute longueur comptée sur la rétine par l'angle sous lequel on la voit du second point nodal de l'œil ; 1 minute d'angle correspond ainsi à un peu moins de 5μ) ; 84 % de l'énergie lumineuse pénétrant dans l'œil se répartiraient dans ce disque central, dont l'éclairement moyen atteindrait, comme ordre de grandeur, 1 million de fois l'éclairement produit par le point lumineux objet dans le plan de la pupille ; le premier anneau recueillerait 7 % de l'énergie totale.

Si le système n'est pas parfait, si les divers chemins optiques parvenant au foyer-image sont inégaux, la répartition précédente est affectée d'aberrations ; pour l'aberration chromatique de l'œil, la courbe des éclairements rétinien a été établie par Charles Lapicque [14] ; l'image se présente comme un disque central qui diffère peu en dimensions du disque de diffraction précédent lorsque l'accommodation est la meilleure, mais l'énergie répartie dans ce disque n'atteint plus que 40 % du total, et le système d'anneaux est remplacé par un halo continu, bleu-violacé, et assez étendu : à 10' du centre, l'éclairement possède encore la valeur 4.10^{-5} , l'unité représentant l'éclairement au centre du disque. L'aberration de sphéricité ne modifie sensiblement pas cette distribution, comme Ch. Lapicque l'a montré.

Cette répartition de la lumière suppose naturellement la régularité de l'œil : surfaces sphériques et indices bien définis. Les irrégularités de courbure et les variations locales d'indice étalent la lumière ; l'éclairement dans la tache-image n'offre plus la symétrie de révolution. Ces défauts peuvent affecter la finesse des images, mais l'énergie reste encore concentrée dans une aire rétinienne de faible étendue, quelques minutes au plus en diamètre, on suppose bien entendu l'œil corrigé au besoin de son amétropie et de son astigmatisme régulier.

Enfin, si nous en arrivons à considérer les petits défauts d'homogénéité de l'œil, dont le nombre multiplie la faible importance individuelle, une fraction appréciable de la lumière peut atteindre la rétine en dehors de la tache-image et produire un voile s'étendant très loin de l'image proprement dite. Cette lumière est dite diffusée.

Nous nous proposons d'étudier ici la diffusion de la lumière dans l'œil humain vivant ; tout appareil d'optique diffuse de la lumière, ce qui gêne fort les physiciens ; un bon appareil doit en diffuser peu. Les dispositifs imaginés par l'astronome B. Lyot pour l'étude de la couronne solaire en dehors des éclipses fournissent un bon exemple des soins méticuleux qu'il faut prendre pour réduire au minimum la diffusion : verres sans défauts, surfaces parfaitement propres et polies, etc. L'œil de l'homme n'a pas les qualités du coronographe, il diffuse beaucoup de lumière, comme nous le verrons, et cela est fâcheux en raison de la gêne qui peut en résulter.

Notre travail sera divisé en trois parties :

- 1^o Description des phénomènes qui révèlent l'existence de la lumière diffusée dans l'œil humain, et recherche des causes de la diffusion ;
- 2^o Etude photométrique de la lumière diffusée et de ses variations avec divers facteurs (notamment l'adaptation) ;
- 3^o Application au problème de l'éblouissement.

Les recherches que l'on trouvera décrites au cours de ce travail ont été entreprises en 1933 dans le laboratoire de Physique de l'Ecole Polytechnique dirigé par M. le Professeur Charles Fabry, et continuées à partir de 1935 dans le laboratoire de Physique appliquée du Muséum National d'Histoire Naturelle, laboratoire dirigé par M. le Professeur Jean Becquerel. Qu'ils veuillent bien trouver ici l'expression de ma profonde reconnaissance pour la bienveillance qu'ils m'ont toujours témoignée.

PREMIÈRE PARTIE

LES CAUSES DE LA DIFFUSION

Existence de la lumière diffusée dans l'œil. — « Lorsqu'on examine une lumière brillante devant un fond tout à fait sombre, écrit Helmholtz (traduction Javal), on remarque qu'il se répand sur ce fond un reflet nébuleux blanchâtre, qui présente sa plus grande intensité aux environs de la lumière. Dès que l'on cache la source lumineuse, le fond reprend son aspect noir », ce qui démontre l'origine visuelle et non atmosphérique du phénomène. « Je crois que ce fait doit être expliqué par la diffusion de la lumière. » Ce reflet nébuleux s'observe aisément et semble présenter une diminution régulière d'intensité à partir de l'image de la source ; lorsque celle-ci est d'un petit diamètre apparent, on perçoit en outre des maxima locaux de lumière diffusée, sous forme d'anneaux colorés, le rouge se présentant vers l'extérieur. Une source petite et très intense produit en plus un fouillis rayonnant de lignes lumineuses très fines formant, dit Helmholtz, une « auréole de rayons capillaires » dont le diamètre apparent atteint une dizaine de degrés.

Tout œil normal peut présenter ces phénomènes ; ils semblent croître en netteté avec l'âge, mais existent dès la jeunesse, du moins si l'on en croit Tscherning [30] qui les aurait fait voir à un enfant de sept ans. Dans les cas pathologiques, il peut apparaître d'autres aspects que nous laisserons de côté.

Cette variété nous avertit tout de suite que la diffusion de la lumière dans l'œil est un phénomène très complexe. Aussi commencerons-nous par rappeler les divers processus possibles de diffusion, en prenant ce mot dans son sens le plus large (lumière nuisible atteignant la rétine en dehors de l'image proprement dite).

Réflexions multiples. — Sur toute surface séparant deux milieux d'indices différents, une fraction de la lumière se réfléchit régulièrement et revient vers la source ; une deuxième réflexion sur une autre surface ramène une partie de cette lumière dans le sens initial, et l'énergie lumineuse ainsi doublement réfléchie va se répandre au hasard dans le plan focal, en dehors de l'image géométrique. Cet effet, parfois gênant en photographie, ne paraît jouer qu'un rôle négligeable dans l'œil, instrument à lentilles « collées ».

D'après les formules de Fresnel, le facteur de réflexion sur la surface air-cornée a pour valeur 0,020 et sur les surfaces cristallin-humeurs seulement 0,0014. Les rayons provenant d'une source à l'infini et qui se réfléchissent sur la face anté-

rière du cristallin puis sur la cornée, vont former ce que Tscherning [29] appelle la 5^e image de Purkinje ; ceux qui se réfléchissent sur la face postérieure du cristallin puis sur la cornée, forment la 6^{me} image. La situation de ces images dans l'œil est un peu incertaine, car trop d'éléments interviennent dans le calcul ; ainsi Tscherning et Stiles [26] s'accordent bien pour placer la 5^e image au voisinage de la face postérieure du cristallin, mais Tscherning situe la 6^e à 1 mm devant la rétine et Stiles à 4,6 mm derrière.

Si nous désignons par E l'éclairement produit par la source dans le plan tangent à la cornée et normal à l'axe de l'œil, le calcul montre que l'éclairement rétinien dû à la 5^e image sera inférieur à $2 \cdot 10^{-6}$ E. La grandeur de la pupille n'influe pas sur cet éclairement, mais fait varier l'aire rétinienne atteinte ; pour une pupille de 5 mm de diamètre, cette aire circulaire aurait une trentaine de degrés de rayon.

La 6^e image, se formant près de la rétine, peut être perçue si l'on suit les indications de Tscherning ; ce fantôme de la source, pâle et renversé, est trop exigü pour gêner la vision : on a même quelque peine à en constater l'existence. Il n'est pas impossible en théorie de percevoir aussi la 5^e image, en diaphragmant énormément l'œil, pour réduire la lumière diffusée par d'autres causes sans diminuer l'éclairement de cette 5^e image, dont la taille seule décroîtrait ; mais nous avouons n'avoir pu obtenir ainsi de résultat bien certain.

Si le sujet porte des lunettes, il se produit en outre trois images parasites, l'une par réflexion sur les deux faces du verre correcteur, les autres par réflexion sur la cornée puis sur l'une des faces du verre ; avec les ménisques maintenant employés, il arrive souvent qu'une image de ce dernier type soit à peu près au point ; quand on cligne les yeux, la silhouette des cils se voit sur cette image, ce qui prouve la réflexion sur la cornée. Il est amusant de signaler que Giraud-Teulon [10] voyait là une objection contre l'emploi des ménisques : l'avantage de moindre aberration, écrivait-il, « n'est-il point plus que compensé par l'inconvénient provenant de la double réflexion ? Nous éviterons de nous prononcer péremptoirement à cet égard ». Dans ce qui suit, nous supposons l'œil nu ; l'effet d'un verre correcteur ne peut être qu'un surplus de diffusion.

Réflexion diffuse. — La lumière qui forme l'image rétinienne s'absorbe ensuite partiellement dans la choroïde, mais une fraction peut s'en éparpiller par réflexion diffuse dans toutes les directions, tout comme la lumière qui tombe sur l'épiderme de la main, par exemple. En particulier une fraction de cette lumière diffusée suit en sens inverse le trajet d'aller et sort de l'œil : c'est ce qui permet d'observer la rétine à l'ophtalmoscope. La cornée réfléchit 2/100 de cette lumière, qui vient former une nouvelle image de Purkinje à laquelle nous donnerons le n° 7, et qui est située à moins de 1 millimètre derrière la face antérieure du cristallin ; il en résulte un éclairement nuisible de la rétine, qui ressemble à celui que produit la 5^e image en ce sens que l'aire rétinienne atteinte varie avec l'ouverture pupillaire, mais qui en diffère, car l'éclairement rétinien croît aussi comme la

surface de la pupille. Pour un diamètre pupillaire de 5 mm, nous avons trouvé pour valeur approchée de cet éclairement l'expression $0,005 E a$, en désignant par E l'éclairement produit par la source tel que nous l'avons déjà défini, et par a l'albedo de la rétine que l'on suppose suivre la loi de Lambert. Même pour a petit, cet éclairement surpasse celui de la 5^e image ; nous négligerons donc celle-ci et retiendrons seulement l'effet de notre 7^e image, qui étend sur la rétine un voile lumineux sur un rayon pouvant dépasser 30°.

La lumière diffusée par la rétine elle-même peut aussi aller dans une direction quasi perpendiculaire aux rayons incidents et atteindre directement les cellules photosensibles sur lesquelles ne se formerait pas l'image proprement dite ; il faut se rappeler à ce propos que la lumière, avant d'atteindre les cônes ou les bâtonnets, doit se frayer passage à travers un enchevêtrement de fibres nerveuses, de vaisseaux sanguins, de cellules diverses ; la fovea est seule à présenter un accès relativement dégagé ; nous pouvons donc nous attendre à ce que toute image rétinienne non fovéale produise par éclairement diffus de ses alentours une apparence de brouillard parasite où l'intensité décroîtra rapidement à partir de l'image. Nous attribuons une grande importance à ce mécanisme de diffusion.

Diffraction. — Un corpuscule opaque agit sur l'onde lumineuse comme un petit trou de mêmes dimensions percé dans un écran, sauf évidemment dans l'image proprement dite ; ce corpuscule produira des couronnes de diffraction dont le diamètre dépend des dimensions du corpuscule, et ces couronnes seront colorées. Considérons en particulier une particule sphérique de diamètre D en suspension dans l'œil à une distance x de la rétine ; le premier maximum de l'éclairement à partir du centre aura pour rayon

$$1,63 \frac{\lambda x}{nD}$$

λ désignant la longueur d'onde dans l'air de la lumière considérée, et n l'indice de réfraction de l'humeur vitrée ; l'expression de l'angle correspondant sera, en radians :

$$1,63 \frac{\lambda x}{nD y}$$

en appelant y la distance à la rétine du second point nodal ; mais le produit $n y$ n'est autre que la distance focale image de l'œil ; en remplaçant cette grandeur par sa valeur (22,8 mm environ), en exprimant en outre les longueurs en millimètres, nous obtenons finalement :

$$\alpha = 4,10 \frac{\lambda x}{D}, \quad (1)$$

α mesurant en degrés le rayon angulaire de l'anneau considéré.

S'il existe un grand nombre de corpuscules distribués au hasard en surface ou

en volume, l'éclairement diffracté s'obtiendra par la somme des éclairagements produits par chacun d'eux ; ce résultat est rigoureux en éclairage incohérent, il n'est qu'approché en éclairage cohérent : dans ce cas, les anneaux vus en lumière monochromatique avec un grossissement suffisant paraissent granulés, formés de points irrégulièrement distribués (voir [3]) ; la résultante vectorielle des amplitudes diffractées varie très vite d'un point à l'autre du champ, d'où l'aspect discontinu. Si les corpuscules diffusants sont répartis régulièrement, l'aspect peut se modifier ; ainsi une distribution hexagonale produit un espace noir entre l'image proprement dite et le premier maximum. Des discontinuités d'indice, même faibles, diffractent de la lumière comme des corpuscules opaques.

Enfin même sans discontinuité, des variations périodiques d'indice agissent comme réseau de phase et produisent des spectres de diffraction ; un calcul analogue au précédent nous donne pour valeur de l'écart angulaire en degrés entre le premier spectre et l'image centrale l'expression :

$$\beta = 2,51 \frac{\lambda x}{c}, \quad (2)$$

x désignant la distance en millimètres qui sépare la rétine du réseau et c le pas de celui-ci.

L'anatomie nous permet de prévoir divers effets de ce genre dans l'œil, les éléments diffractants sont répartis régulièrement dans la cornée et le cristallin, et au hasard dans le corps vitré.

Effet Tyndall. — Outre leur rôle d'écran diffractant, les hétérogénéités de l'œil diffusent par elles-mêmes de la lumière dans tous les sens ; la lampe à fente nous révèle en effet que les milieux de l'œil sont troubles, à part l'humeur aqueuse qui semble optiquement vide. L'effet sélectif en longueur d'onde de cette diffusion dépend essentiellement de la taille des particules ; quand celle-ci tend vers zéro, on s'approche d'une loi en λ^{-4} , mais rien ne prouve *a priori* qu'il en soit ainsi dans l'œil. Cette diffusion de la lumière par les milieux troubles de l'œil sera désignée désormais, pour abréger le langage, par « diffusion trouble ».

Localisation de la diffusion oculaire. — Une source brillante et de petit diamètre apparent produit trois types de phénomènes : un fond continu, une auréole de rayons capillaires (la « couronne ciliaire » des ophtalmologistes), et des anneaux colorés. Ces derniers semblent varier assez notablement suivant les sujets ; mon œil droit voit deux anneaux concentriques, le petit semblant moins intense, mais peut-être est-ce un effet du rapprochement de l'image centrale ; à la lumière verte du mercure, leurs rayons respectifs valent $2^{\circ}10'$ et $3^{\circ}15'$. Mon œil gauche ne voit que le grand anneau. Par contre deux autres sujets ne voient que le petit, et d'autres aucun. D'après les médecins, le grand anneau n'est généralement vu qu'à près dilatation artificielle de la pupille.

Le rapport 1,5 des rayons des anneaux indique qu'ils n'ont pas la même origine, car ce rapport serait de 1,64 pour des anneaux de diffraction et de 2 pour des spectres. La cause de production de ces anneaux et de l'auréole capillaire ayant donné lieu à contestations, peut-être en raison du nombre imposant de recherches sur ce sujet (on en trouvera une liste sommaire dans un mémoire de Druault [7]), nous avons monté une expérience simple qui permet de localiser la source de ces phénomènes avec certitude. En voici le principe.

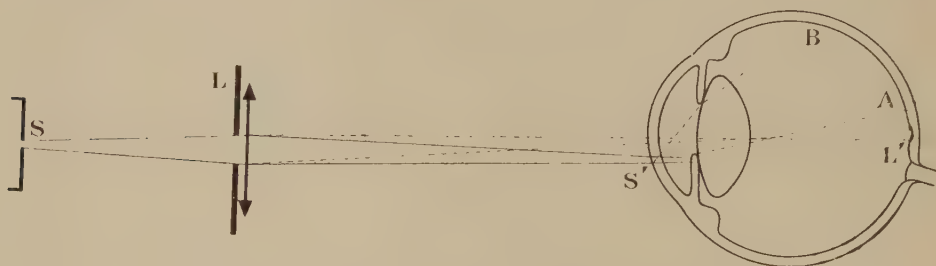


FIG. 1. — Détermination de l'origine des effets de diffraction visuels.

Soit en S (fig. 1) une source brillante et petite, obtenue en projetant l'image d'un filament incandescent sur un trou de 0,2 mm de diamètre ; un objectif, schématisé par la lentille L, en donne une image S' sur la cornée du sujet ; un diaphragme circulaire placé devant L en limite le diamètre apparent à 30' environ ; la distance LS' est de l'ordre du mètre.

1° Plaçons l'œil de façon que le faisceau tombe entièrement sur l'iris, où il s'absorbe en partie ; on voit alors une image fovéale L' très pâle de l'objectif, due à la lumière qu'il diffuse, et une grande plage lumineuse circulaire AB occupant la moitié gauche du champ visuel dans le cas de la figure, laquelle représente l'œil droit en coupe horizontale. Cet effet s'explique par la diffusion trouble de la cornée ; la lumière issue de S' est limitée par le bord de la pupille, d'où la forme circulaire. On pourrait invoquer aussi la lumière diffusée par l'iris et réfléchiée ensuite par la cornée, mais nous prouverons tout à l'heure que la diffusion trouble de la cornée est seule en jeu.

2° Si nous déplaçons lentement l'œil vers la gauche en regardant toujours L, le faisceau se dirige vers le bord de l'iris et la limite A du cercle se rapproche de L' ; lorsqu'elle en est suffisamment près, on voit apparaître le petit anneau à l'intérieur du reflet circulaire, comme le schématise la figure 2. Or la cornée est encore seule éclairée, c'est donc que le petit anneau a son origine dans la cornée. Le grand anneau et l'auréole capillaire, toujours invisibles, n'en proviennent pas.

3° Si maintenant le faisceau lumineux passe en partie par l'ouverture pupillaire, l'image L' s'éclaire, l'auréole capillaire apparaît, ainsi que deux petits spectres en dessus et en dessous de L', formant un fragment du grand anneau

(fig. 3). Celui-ci est donc un effet de réseau provenant du cristallin ou du corps vitré.

4° Si S' se projette au pôle de la cornée, ces spectres disparaissent : le faisceau lumineux passe alors par l'axe de révolution du cristallin, tandis que rien ne distingue cette position pour l'humeur vitrée ; par conséquent le grand anneau provient certainement du cristallin. D'autre part l'auréole capillaire existe toujours, bien que le faisceau lumineux ne rencontre pas le bord de la pupille : celle-ci

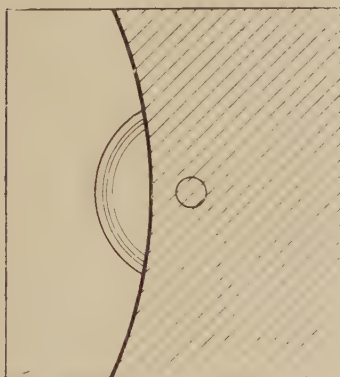


FIG. 2.

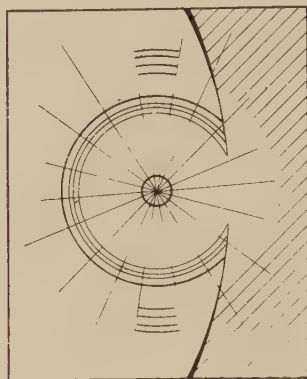


FIG. 3.

n'intervient donc pas dans le phénomène, contrairement à l'opinion de Helmholtz. Cette auréole est due au cristallin ou au corps vitré.

5° Si pendant le déplacement de l'œil on porte son attention sur l'éclairement du grand cercle lumineux AB, on n'en constate à aucun moment de variation bien nette ; si la lumière diffusée par l'iris intervenait, l'éclairement diminuerait brusquement lorsque le pinceau ne s'y absorbe plus et passe par la pupille. La cornée est donc seule en jeu, comme nous l'avions supposé.

6° Si le faisceau se déplace non plus horizontalement mais verticalement, les spectres apparaissent à droite et à gauche de L' ; d'une façon générale ils se trouvent dans une direction tangente au grand cercle AB. C'est dû à la disposition radiale des fibres du cristallin. Les spectres semblent plus intenses dans certains azimuts assez irrégulièrement distribués : la belle symétrie ternaire du cristallin avec les sutures classiques en Y serait, paraît-il, un privilège du fœtus ; les adultes possèdent jusqu'à 9 secteurs de fibres radiales. Dans les positions d'intensité maximum, on devine le deuxième spectre, très faible, qui correspondrait à un anneau dont le maximum d'intensité serait à $6^{\circ}30'$ pour le vert.

Malgré sa simplicité, cette expérience demande un peu d'entraînement pour juger de l'instant où apparaît le petit anneau ; même si la tête est immobilisée, les fluctuations continues du diamètre pupillaire font varier sans cesse la limite

du cercle lumineux ; il faut saisir au vol le moment où elle passe par la position voulue.

Le rayon des anneaux permet de calculer les dimensions des éléments diffractants ; pour le petit anneau, $\alpha = 2^{\circ}10'$ pour $\lambda = 0,546 \mu$; la distance x de la rétine à la cornée, ou plus exactement à son image donnée par le cristallin, vaut environ 22 mm. De la formule (1) on déduit le diamètre des éléments cornéens : $D = 23 \mu$. Pour le second anneau, $\beta = 3^{\circ}15'$ et $x = 17$ mm ; par suite, d'après (2), le pas du réseau du cristallin serait $c = 7,2 \mu$. Ces ordres de grandeur sont vraisemblables.

Phénomène en lumière incohérente. — Dans le montage de la figure 1 remplaçons la source ponctuelle S par une source étendue, par exemple le ruban d'une lampe à grande intensité et bas voltage ; formons-en l'image S' sur la cornée ; la lumière qui atteint la cornée ne conserve de cohérence que dans une aire de diamètre $0,6 \frac{\lambda}{\sin \delta}$, en désignant par δ le diamètre apparent de l'objectif diaphragmé L ; pour $\lambda = 0,56 \mu$ et $\delta = 30'$ cette expression conduit à la valeur 39μ , du même ordre de grandeur que les éléments diffractants de la cornée ; par conséquent le petit anneau devra, sous cet éclairage, présenter la même distribution d'éclairement que la figure de diffraction d'un seul élément cornéen.

Certains sujets qui perçoivent très nettement le petit anneau signalent un espace relativement sombre entre cet anneau et l'image proprement dite, ce que l'on explique par la structure hexagonale de la cornée ; par suite en lumière incohérente, cet espace sombre devrait s'éclairer. Nous n'avons malheureusement pu trouver qu'un seul sujet qui prétendit voir normalement un espace sombre à l'intérieur du petit anneau, et ce sujet est un observateur médiocre ; il lui semble bien voir disparaître cet espace sombre en éclairage incohérent, mais nous ne pouvons rien affirmer.

Phénomène en lumière homogène. — Si nous regardons directement une source très petite et brillante de lumière monochromatique, le petit anneau et l'auréole capillaire semblent discontinus, ce qui peut s'expliquer, comme nous l'avons déjà dit, par la variation de phase aux divers points du champ. On constate en outre que les points brillants de l'auréole capillaire remuent sans cesse : Raman [24] compare cette agitation aux apparences que l'on observe en regardant à travers une glace sur laquelle on a versé du lait coupé d'eau. Si l'on fixe l'accommodation du sujet en lui faisant regarder un test, ces mouvements s'arrêtent. Il semble donc que le cristallin soit directement responsable de l'auréole ; celle-ci proviendrait des stries perpendiculaires aux fibres radiales.

Phénomènes en lumière polarisée. — La symétrie de révolution que présentent les phénomènes que nous venons de décrire est détruite si la source émet, non plus de la lumière naturelle, mais de la lumière rectilignement polarisée : la lumière diffusée passe par un minimum d'intensité dans la direction du vecteur électrique

de l'onde incidente ; les anneaux en particulier sont très affaiblis dans cette direction. Nous avons précédemment décrit un effet analogue pour la lumière diffusée par la tache aveugle [15].

Calcul de la lumière diffusée. — Nous allons maintenant rechercher s'il est possible de calculer *a priori* la distribution de l'éclairement rétinien résultant des divers processus de diffusion que nous avons décrits et localisés. (Nous avons négligé l'effet de la lumière traversant la sclérotique ou l'iris, car on peut toujours l'éliminer par des écrans).

1° La 7^e image de Purkinje produit un voile lumineux très étendu dont l'éclairement a pour ordre de grandeur $0,005 E a$ (E désignant l'éclairement produit par la source dans le plan de l'œil et a l'albedo de la rétine), lorsque la pupille a 5 mm de diamètre ; pour une pupille de diamètre p mm, on trouverait $2 \cdot 10^{-4} E a p^2$. En réalité l'éclairement n'est pas uniforme, en raison notamment de l'obliquité de la rétine par rapport aux rayons ; pour tenir compte des diverses causes possibles de variation, nous introduirons un facteur $\cos^n \theta$, où θ désigne l'écart angulaire entre l'image proprement dite et le point de la rétine dont on cherche l'éclairement. Finalement l'effet de la 7^e image de Purkinje peut s'écrire :

$$e_1 = 2 \cdot 10^{-4} E a p^2 \cos^n \theta.$$

Nous laissons provisoirement l'exposant n indéterminé.

2° La réflexion diffuse à travers la rétine, pour une source de petit diamètre apparent, obéit à la loi suivante, établie par Pokrowski [20] :

$$e_2 = \frac{A_2 E p^2}{\theta^2 + 0,7}.$$

L'angle θ doit être évalué en degrés ; dans cette formule et les suivantes, les A désigneront des facteurs constants inconnus. Ce n'est qu'une loi limite, obtenue en négligeant l'absorption à travers la rétine et en supposant la diffusion causée par les seuls capillaires rétiens. Pour se rapprocher davantage des conditions réelles, il faudrait remplacer 0,7 par un nombre plus petit et diviser l'expression par une exponentielle de θ^2 . La loi de décroissance, quand on s'écarte de l'image, serait plus rapide que ne l'indique la formule ci-dessus.

3° L'éclairement e_3 dans le petit anneau peut se calculer par les formules classiques de diffraction ; le résultat est représenté par la courbe en trait plein de la figure 4, en admettant 2 740° K comme température de couleur de la source à spectre continu. La courbe en pointillé se rapporte à une source monochromatique de longueur d'onde 0,555 μ . Comme le nombre de particules diffractantes éclairées croît à peu près comme l'aire pupillaire, nous pouvons écrire :

$$e_3 = A_3 E p^2 f(\theta),$$

$f(\theta)$ désignant la fonction représentée par la courbe de la figure 4.

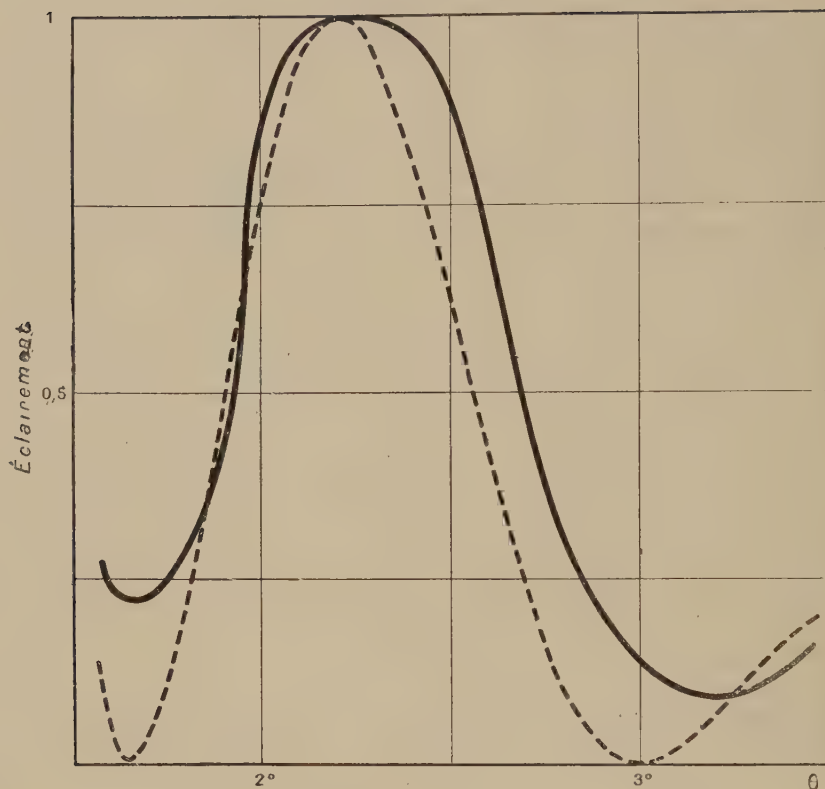


FIG. 4. — Répartition théorique de l'éclairement, en valeur relative, dans le petit anneau de diffraction, pour une source de lumière blanche (—) ou de lumière monochromatique (---).

4° La distribution de l'énergie dans un spectre de réseau dépend de la configuration des traits diffractants ; nous supposons que la diffraction due aux fibres du cristallin est approximativement neutre (non sélective) ; l'éclairement dans le grand anneau peut s'écrire d'une façon générale :

$$e_4 = A_4 E \varphi(p) \psi(\theta).$$

Notre hypothèse revient à dire que la fonction $\psi(\theta)$ a pour valeur le produit $r(\lambda) V(\lambda)$ de deux fonctions classiques : la radiance spectrale énergétique de la source et le facteur de visibilité ; les variables θ et λ sont liées par la relation résultant de nos mesures :

$$\frac{\theta}{3^{\circ}15'} = \frac{\lambda}{0,546 \mu}.$$

Quant à la fonction $\varphi(p)$, elle reste nulle tant que la région centrale du cristallin reste seule éclairée, puis doit croître comme le nombre de fibres découvertes ;

elle serait par suite de la forme $(p - p_o)^2$; la valeur de p_o dépend du sujet, c'est environ 3 mm pour moi.

5° Si nous considérons un rayon capillaire de la couronne ciliaire, l'intensité lumineuse le long de ce rayon varie suivant la loi classique $\left(\frac{\sin u}{u}\right)^2$; en admettant un diamètre de 10° pour l'auréole et en exprimant les longueurs d'onde en microns, la variable u vaut sensiblement : $u = 20 \frac{\sin}{\lambda}$.

Le nombre de rayons capillaires croît d'autre part comme l'aire de la pupille ; l'éclairement moyen de la rétine qui en résulte à la distance θ de l'image centrale varie comme $\frac{1}{\theta}$. L'effet de la couronne ciliaire s'écrira donc finalement :

$$e_5 = A_5 E p^2 \frac{1}{\theta} \left(\frac{\sin u}{u}\right)^2.$$

Cette expression cesse naturellement d'être valable au voisinage immédiat de l'image.

6° Enfin, la diffusion trouble des milieux de l'œil va produire un éclairement nuisible e_6 de la rétine. Stiles [26] a calculé cet éclairement à partir de la loi de Rayleigh et abouti à une expression de la forme :

$$e_6 = A_6 E p^2 \frac{1 - 0,0052 \theta}{\theta},$$

du moins pour un angle θ , exprimé en degrés, qui ne soit ni trop petit ni trop grand. Cette formule ne représente à vrai dire qu'un cas limite, et la loi réelle de décroissance doit se faire plus rapidement quand on s'écarte du centre : les particules de taille non négligeable vis-à-vis de la longueur d'onde diffusent en effet relativement plus de lumière pour les petits angles et moins pour les grands que ne l'indique la loi de Rayleigh ; celle-ci ne s'applique sans doute pas dans l'œil : nous avons vu que la lumière diffusée par la cornée peut être perçue isolément dans l'expérience précédemment décrite, or elle ne semble pas sensiblement plus bleue que la lumière émise par la source ; c'est donc que la loi en λ^{-4} n'est pas valable.

Conclusion. — Au total, la lumière atteignant la rétine après diffusion dans l'œil a pour valeur la somme :

$$e_1 + e_2 + \dots + e_6.$$

Les coefficients qui figurent dans les six éclairagements partiels nous sont inconnus presque tous, nous ne pouvons donc pas déterminer *a priori* la distribution résultante. Seule une étude photométrique expérimentale pourra nous renseigner : c'est l'objet de la deuxième partie de ce travail. Quels qu'en puissent être les résultats, il sera toujours possible ensuite, si on le désire, d'en rendre compte par la théorie, puisque celle-ci dispose d'un nombre suffisant de fonctions ayant chacune une allure différente.

Diffusion et absorption. — Les six modes de diffusion que nous venons d'étudier se rangent en deux classes distinctes : les deux premiers processus (7^e image de Purkinje, réflexion diffuse à travers la rétine) remettent en circulation de la lumière qui concourut à la formation de l'image proprement dite ; les quatre autres ne mettent en jeu que de la lumière nuisible, éparpillée en dehors de l'image. Considérons à part ces derniers, et posons :

$$e_3 + e_4 + e_5 + e_6 = \frac{1}{8} E \left(\frac{p}{y} \right)^2 F(\theta),$$

y désignant la distance à la rétine du second point nodal ; en supposant que le fond de la rétine soit approximativement une sphère de rayon y , l'aire rétinienne comprise entre les angles θ et $\theta + d\theta$ a pour valeur $2 \pi y^2 \sin \theta d\theta$, si θ est évalué en radians ; le flux lumineux à travers cette aire sera :

$$\frac{1}{8} E \left(\frac{p}{y} \right)^2 \cdot F(\theta) \times 2 \pi y^2 \sin \theta d\theta = \frac{\pi}{4} E p^2 F(\theta) \sin \theta d\theta ;$$

par suite le flux total diffusé par nos quatre processus sur toute la rétine peut s'écrire :

$$\frac{\pi}{4} E p^2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} F(\theta) \sin \theta d\theta.$$

Mais $\frac{\pi}{4} E p^2$ n'est autre que le flux lumineux ayant pénétré à travers la pupille ; il en résulte que la quantité :

$$\int_0^{\frac{\pi}{2}} F(\theta) \sin \theta d\theta$$

mesure le facteur d'absorption apparente de l'œil due à la diffusion.

Cette relation est théoriquement intéressante, mais ne peut pratiquement servir de rien, car le facteur d'absorption par diffusion est inconnu ; le facteur d'absorption total de l'œil est lui-même mal déterminé : il serait de l'ordre de 0,3 d'après les calculs de Stiles et Crawford [27] utilisant des mesures faites par Roggenbau et Wetthauer sur les humeurs extraites de l'œil du bœuf ; ces mesures nous semblent un peu sujettes à caution, ne serait-ce que parce que l'absorption par les milieux troubles varie énormément avec l'angle solide des faisceaux lumineux utilisés. A supposer même que les nombres trouvés soient applicables à l'homme et l'absorption vraie négligeable, nous pourrions seulement écrire :

$$\int_0^{\frac{\pi}{2}} F(\theta) \sin \theta d\theta > 0,3.$$

Introduisons maintenant, au lieu de la fonction $F(\theta)$, une fonction $\Phi(\theta)$ définie par la condition que $\frac{1}{8} E \left(\frac{p}{y} \right)^2 \Phi(\theta)$ représente l'éclairement en tout

point de la rétine, y compris l'image proprement dite ; en dehors de cette image les fonctions coïncident. En négligeant l'absorption vraie, on doit avoir :

$$\int_0^{\frac{\pi}{2}} \Phi(\theta) \sin \theta d\theta = 1.$$

Nous signalerons à ce sujet qu'une condition analogue avait été établie par Y. Rocard [23] pour la fonction d'éblouissement ; nous croyons que le résultat, exact dans le cas de notre fonction $\Phi(\theta)$ qui représente l'éclairement physique de la rétine en tout point y compris l'image, devient inexact pour la fonction d'éblouissement, qui d'une part ne s'applique qu'en dehors de l'image et d'autre part représente un éclairement fictif, non physique, comme nous le verrons dans la troisième partie.

DEUXIÈME PARTIE

ÉTUDE PHOTOMÉTRIQUE DE LA LUMIÈRE DIFFUSÉE DANS L'ŒIL

Nous n'avons pu arriver à déterminer théoriquement ni la répartition de la lumière diffusée sur la rétine, ni même l'ordre de grandeur du flux total diffusé; seule, croyons-nous, l'expérience est susceptible de nous renseigner. Nous allons exposer maintenant nos recherches photométriques sur ce sujet. Mais auparavant nous ferons quelques remarques d'ordre général qui nous serviront par la suite.

Eclairements et brillances. — Soit une source lumineuse vue sous l'angle solide Ω et produisant un éclairement E sur un plan tangent à la cornée et perpendiculaire à l'axe optique de l'œil; désignons par p le diamètre de la pupille, ou plutôt de son image à travers les milieux de l'œil qui la précèdent; le flux lumineux pénétrant dans l'œil a pour expression $\frac{\pi}{4} E p^2$, si nous supposons la source assez voisine angulairement de l'œil pour pouvoir assimiler le cosinus à l'unité. Le flux qui formera l'image de la source sur la rétine ne vaut plus que $(1 - \rho) \frac{\pi}{4} E p^2$, en appelant ρ le facteur d'absorption totale de l'œil, diffusion comprise; ce flux se répartit sur une aire rétinienne σ telle que :

$$\Omega = \frac{\sigma}{y^2},$$

en désignant par y la distance du second point nodal à la rétine; par suite l'éclairement de l'image rétinienne sera :

$$e_r = \frac{1 - \rho}{\sigma} \frac{\pi}{4} E p^2.$$

En remplaçant σ par sa valeur et en remarquant que le quotient E/Ω n'est autre que la brillance B de la source, nous avons finalement :

$$e_r = (1 - \rho) \frac{\pi}{4} B \left(\frac{p}{y} \right)^2;$$

y varie un peu avec l'accommodation, mais nous pouvons négliger cet effet et prendre $y = 17$ mm; ρ est fonction de p et de Ω : en effet les grandes pupilles introduisent des rayons obliques pour lesquels l'absorption est plus forte; et

d'autre part, pour une source de grandes dimensions, un point de l'image rétinienne reçoit de la lumière diffusée relative aux points voisins, ce qui diminue φ ; prenons néanmoins pour φ la valeur constante 0,3. Nous obtenons ainsi la formule approchée :

$$e_r = 0,0019 B p^2. \quad (3)$$

Le diamètre pupillaire p doit être exprimé en millimètres et naturellement e_r et B en unités cohérentes : e_r en lux et B en nits (bougies par mètre carré), ou bien e_r en phots et B en stilbs (bougies par centimètre carré).

Rôle de la pupille. — Il serait évidemment intéressant d'éliminer p de la formule (3) ; malheureusement p varie, non seulement avec la brillance B , mais aussi avec l'angle solide Ω sous lequel on voit la source ; on pourrait penser que p est fonction du produit $B\Omega$, c'est-à-dire de l'éclairement E : Luckiesh et Moss ont prouvé le contraire [17] ; par exemple si E conserve la valeur fixe 100 lux et l'œil un état bien défini d'adaptation, l'aire pupillaire passe par un minimum lorsque $B = 0,16$ stilb ; les petites sources de brillance élevée ou les grandes de faible brillance provoquent des valeurs de p de 10 à 15 % plus grandes que la valeur du minimum.

Mais voici qui est plus grave : on ne peut même pas dire que le diamètre pupillaire p soit une fonction de B et de Ω ; la constriction de l'iris révèle en effet des phénomènes d'hystérésis très marqués ; p dépend, non seulement de l'état actuel du champ lumineux, mais de son état passé (adaptation de l'œil) et même de son état futur dans la mesure où le sujet peut prévoir celui-ci. Le rôle physiologique de la pupille ne consiste pas en effet à régler la grandeur absolue des flux, mais à en atténuer momentanément les variations. Le diaphragme d'un appareil photographique a pour fonction essentielle d'agir sur la profondeur de champ, cette action étant limitée par deux conditions opposées : en faible lumière, ouverture maximum afin de conserver des temps de pose raisonnables ; en forte lumière, ouverture petite afin d'atténuer les aberrations de l'objectif. L'iris de l'œil se soumet à ces mêmes conditions extrêmes : il est dilaté en permanence lors d'un éclairage très faible, contracté en permanence lors d'un très intense ; mais dans les éclairages moyens, il réagit aux variations de la lumière afin de laisser à la rétine le temps de s'adapter, puis reprend peu à peu son diamètre initial. Donc p serait fonction, non seulement de B et de Ω , mais du temps t et des dérivées de B et Ω par rapport à t : autant dire qu'une expression mathématique de p semble illusoire.

En ce qui concerne l'effet d'un état futur du champ lumineux, qu'on me permette une anecdote personnelle. J'ai été amené, au cours de ces recherches, à étudier les variations du diamètre pupillaire au moment de l'introduction d'une source intense dans le champ de vision ; j'opérais seul : la source s'allumait lorsque j'abaissais un interrupteur, et je mesurais sur moi-même le rétrécissement de l'iris

par la méthode des cercles de diffusion tangents. Au cours d'une longue série de mesures, il m'arriva une fois d'observer une constriction pupillaire marquée au moment où j'abaissai l'interrupteur sans que la source s'allumât : la lampe était grillée ; assez étonné, j'essayai de répéter le phénomène, qui ne se produisit naturellement plus, puisque je savais que la lampe n'allait pas s'allumer. J'appris par la suite que le réflexe pupillaire conditionnel était classique en psychologie (Cason, 1922 ; Hudgins, 1933).

Il faut donc nous résigner à conserver explicitement le diamètre p dans la formule (3) et à mesurer ce diamètre chaque fois que nous voudrions appliquer cette formule.

Mesure des éclairements. — L'étude photométrique de la lumière diffusée dans l'œil consiste à mesurer l'éclairement en chaque point de la rétine lorsqu'une source intense existe dans le champ de vision. D'une façon générale, l'éclairement en un point donné d'une surface peut se mesurer par deux méthodes :

1° On remplace cette surface par celle d'un récepteur sensible (plaque photographique, cellule photoélectrique) ; il ne peut en être question ici puisque nous voulons opérer sur l'œil vivant, et d'ailleurs, même sur un œil énucléé, ce ne serait pas facile.

2° On mesure la brillance que produit par diffusion la surface éclairée. Il ne serait pas impossible théoriquement de construire un photomètre ophtalmoscopique utilisant cette méthode ; mais la lumière diffusée par l'œil et atteignant la rétine en dehors de l'image proprement dite est déjà faible ; la portion de cette lumière rediffusée par la rétine et sortant de l'œil est faible également ; après cette double diffusion, le peu qui reste serait noyé dans la lumière diffusée directement par les milieux de l'œil (celle qu'on observe dans la technique de la lampe à fente). Cette méthode nous semble donc inapplicable elle aussi.

Heureusement, dans le problème actuel, l'éclairement à mesurer jouit d'une propriété spéciale : il produit directement une sensation lumineuse ; la lumière diffusée dans l'œil par une source de petit diamètre apparent et de forte brillance apparaît au sujet comme émise par un fond lumineux qui a un grand diamètre apparent et dont la faible brillance décroît à mesure qu'on s'écarte de la source. L'éclairement usuel de la rétine provient d'une brillance réelle, l'éclairement par diffusion d'une brillance fictive, mais comme ce sont les éclairements rétinien et non les brillances extérieures qui conditionnent la sensation lumineuse, l'œil ne fait pas de différence essentielle entre les deux cas. Si l'on observe une source à travers un léger brouillard aérien, la diffusion atmosphérique et la diffusion oculaire se superposent si bien qu'on ne peut les distinguer ; si l'on cache la source par un petit écran, on croit voir s'affaiblir un phénomène unique.

Nous ferons l'hypothèse fondamentale suivante : la brillance fictive de diffusion oculaire obéit à la formule (3), comme une brillance réelle. Cela n'est pas évident

a priori, et même on peut invoquer des objections que nous exposerons plus loin; les résultats déduits de cette hypothèse nous paraissent la justifier *a posteriori*.

Mesure des brillances. — Nous voici donc ramenés au problème classique de la photométrie visuelle; rappelons que toute mesure correcte suppose une égalisa-

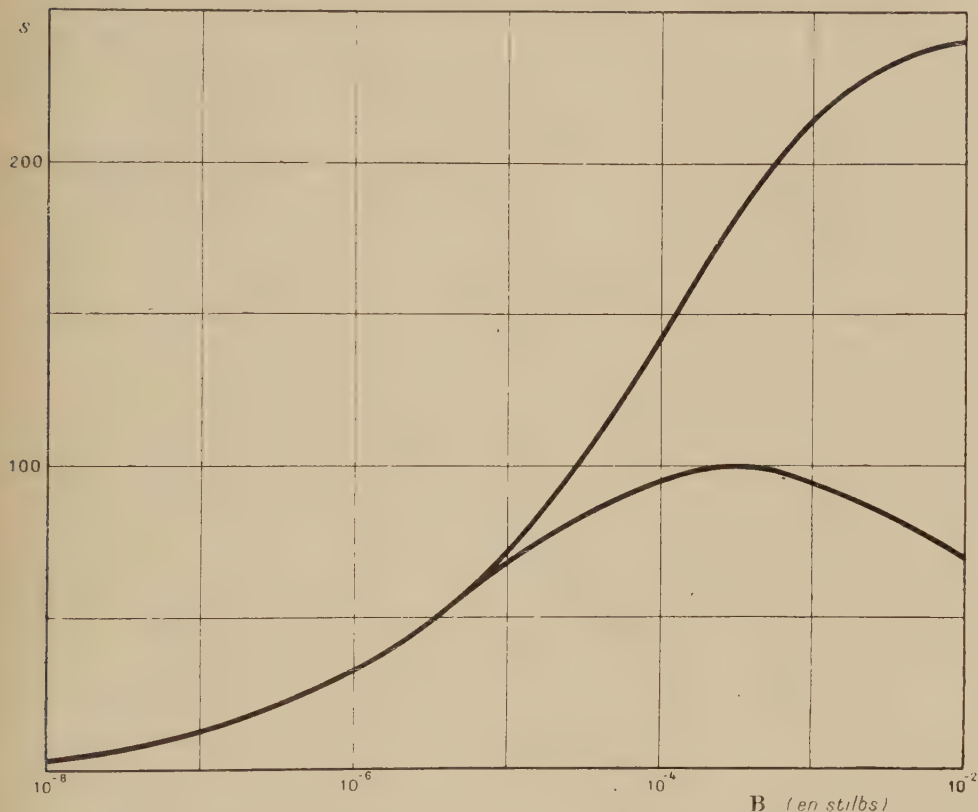


FIG. 5. — Sensibilité différentielle simultanée (courbe supérieure), ou successive (courbe inférieure), en fonction de la brillance.

tion entre la brillance à mesurer et la brillance réglable d'une plage de comparaison; cette égalisation peut être soit simultanée, les deux brillances éclairant en même temps des régions distinctes de la rétine, soit successive, les deux brillances éclairant à tour de rôle la même région rétinienne.

Dans les deux cas il faut supprimer entre les plages à comparer tout intervalle obscur dans l'espace ou dans le temps. La photométrie hétérochrome emploie plutôt l'égalisation successive et l'homochrome la simultanée, susceptible de plus de précision.

On sait en effet que la précision en photométrie dépend essentiellement de la

sensibilité différentielle aux brillances ; celle-ci peut se définir comme suit : soient B et $B + \Delta B$ les brillances à comparer, le sujet devant choisir entre deux cas possibles (égalité ou inégalité des brillances) qui lui sont présentés au hasard un grand nombre de fois ; on règle ΔB de façon qu'il y ait 75 pour 100 de réponses justes ; le quotient $s = \frac{B}{\Delta B}$ mesure alors la sensibilité différentielle.

La figure 5 représente, d'après nos expériences, s en fonction de B (l'échelle des abscisses est logarithmique) lors de la comparaison simultanée ou successive des brillances, dans des conditions identiques : moyenne des résultats de trois sujets, vision monoculaire, pupille naturelle, lumière blanche, test circulaire de 6° de diamètre apparent avec séparation diamétrale pour la comparaison simultanée ; le test est entouré d'un champ de grande étendue et de même brillance B à laquelle l'œil est préalablement adapté. On remarquera la supériorité, dans les grandes brillances, de la sensibilité simultanée, qui peut atteindre 240 pour $B = 0,01$ stilb, tandis que la sensibilité successive passe par un maximum de 100 pour $B = 0,0002$ stilb ; par contre aux faibles brillances, les deux courbes coïncident à peu près, du moins pour le test de grand diamètre apparent utilisé.

Pour le problème qui nous occupe, on ne peut pas employer d'égalisation simultanée, puisque toute la rétine est déjà éclairée par la lumière diffusée et qu'il ne reste plus de place libre pour la plage de comparaison ; l'égalisation sera nécessairement successive, mais comme nous opérerons dans la région des faibles brillances, la précision restera celle de l'égalisation simultanée.

Particularités photométriques de la lumière diffusée. — L'éclairement rétinien produit par diffusion oculaire présente deux particularités :

1^o Cet éclairement affecte tout le champ visuel, mais très inégalement ; il décroît à mesure qu'on s'éloigne de l'image. La brillance fictive varie d'un point à l'autre du champ, et il devra en être de même de la brillance réelle de comparaison, si l'on désire des mesures précises. A l'inverse des plages photométriques usuelles qui sont petites et de brillance uniforme, notre plage de comparaison sera énorme et la brillance devra en être réglée par tâtonnements jusqu'à égaler en tout point du champ visuel (sauf évidemment sur l'image même de la source) la brillance apparente de la lumière diffusée. L'expérience montre que cette identité de répartitions n'a besoin que d'être grossièrement réalisée, à condition de confier, comme nous le ferons dans tout ce qui suit, à la vision fovéale seule les perceptions d'égalisation de brillances. La fovea possède en effet deux propriétés précieuses, l'une psychologique, permettant au sujet de concentrer son attention presque exclusivement au voisinage du point de fixation ; l'autre physiologique, résultant d'une indépendance fonctionnelle, qui soustrait en grande partie la fovea à l'interaction du reste de la rétine ; nous reviendrons d'ailleurs plus loin sur ce point essentiel.

2° La brillance fictive de la lumière diffusée ne paraît pas localisée, on ne la voit pas se projeter sur une surface, elle ressemble plutôt à un brouillard lumineux occupant un volume mal défini. Aussi est-il quasi impossible de l'égaliser à la brillance d'une surface de comparaison : on éprouve la même gêne qu'à comparer des plages de couleurs différentes, la différence qualitative paralyse l'égalisation. Après de nombreux et infructueux essais, nous avons reconnu indispensable de réaliser un volume de comparaison, et non une plage, et pour cela d'utiliser la diffusion de la lumière dans un liquide trouble, ce qui permet d'ailleurs de satisfaire aussi à la première condition assez facilement.

Dispositif expérimental. — La source S de lumière produisant la diffusion oculaire (nous l'appellerons source primaire) et la source S' de comparaison (fig. 6)

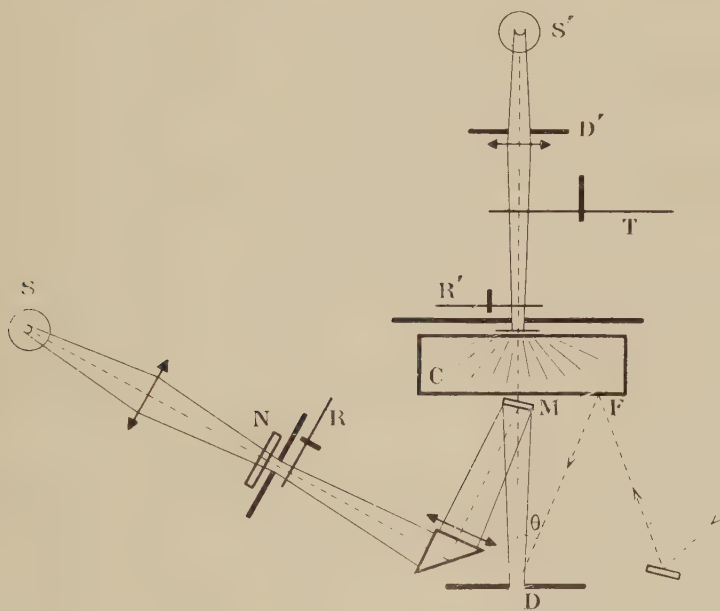


FIG. 6. — Mesure de la brillance apparente de la lumière diffusée dans l'œil. (La lumière provenant de S réfléchiée par le miroir M et la lumière provenant de S' diffusée dans la cuve C arrivent successivement à l'œil placé derrière le diaphragme D .)

sont deux lampes identiques à ruban de tungstène parcourues par le même courant ; une image de S est projetée sur l'œil du sujet, placé derrière le diaphragme D ; S' éclaire un papier blanc translucide collé sur une face de la cuve en verre C qui contient un liquide trouble ; le petit miroir rond M collé sur la face opposée de la cuve sert d'une part à réfléchir le faisceau venu de S et d'autre part à intercepter la lumière provenant directement du papier éclairé par S' : seule la lumière

diffusée par le liquide de la cuve C peut arriver à l'œil ; deux obturateurs rotatifs R et R' à commande unique permettent de passer instantanément de l'éclairage S à l'éclairage S' ou inversement, sans obscurité intermédiaire. Le réglage des éclairagements se fait, pour S, d'une façon discontinue, en interposant des écrans neutres N ; pour S', d'une façon discontinue par le diaphragme D', et d'une façon continue par un disque tournant T dont l'angle d'ouverture est variable en marche.

Le principe de la méthode consiste à faire alterner les deux brillances à comparer, chacune d'elles agissant pendant quelques secondes, et à les amener à égalité en réglant l'ouverture du disque T ; la brillance fictive correspond à l'éclairement rétinien produit par diffusion dans l'œil lorsque la source primaire S réfléchi par M illumine l'œil ; la brillance réelle b est produite par diffusion dans la cuve C ; pour que la formule (3) soit applicable, le diamètre pupillaire p doit conserver la même valeur dans les deux cas ; d'où la nécessité du diaphragme D jouant le rôle de pupille artificielle ; on en règle avant chaque mesure l'ouverture à une valeur légèrement inférieure à celle que prend l'iris lorsque S éclaire l'œil. On immobilise la tête du sujet et on lui impose un point de fixation du regard en projetant en F par réflexion sur la paroi de la cuve l'image d'une petite et faible source de lumière rouge ; l'angle θ entre la direction de la source primaire et la fovea se trouve ainsi défini ; comme nous l'avons dit, le sujet doit fixer son attention au voisinage de F pendant l'égalisation, afin d'atténuer l'effet possible des différences de répartition entre les brillances.

Les particules en suspension dans la cuve C ne doivent pas être trop petites, sinon l'effet sélectif devient gênant, la source de comparaison semble jaunâtre aux environs de M et bleue vers la périphérie ; le trouble obtenu en versant quelques gouttes d'une solution d'azotate d'argent dans de l'eau du robinet donne des particules assez grosses, mais de ce fait la suspension n'est pas stable, et cela conduit à mesurer fréquemment les brillances diffusées b en visant à travers le diaphragme D avec un nitomètre Jobin et Yvon ; l'éclairement primaire E réfléchi par M dans le plan du diaphragme D se mesure avec le même appareil. La répartition de b en fonction de θ se règle par le nombre de gouttes d'azotate ; la loi de décroissance est d'autant plus lente que le trouble est plus intense ; un tâtonnement facile permet d'obtenir une répartition analogue à celle qui se produit dans l'œil.

Objections. — Lorsque l'égalisation est obtenue, le sujet a l'impression que le champ visuel conserve le même aspect dans les deux modes d'éclairage, sauf pour le miroir M qui est violemment lumineux dans l'un et complètement obscur dans l'autre. Cette différence locale ne va-t-elle pas fausser les mesures ? L'éclairement de la région rétinienne où se forme l'image du miroir ne va-t-il pas réagir sur les autres régions ?

De telles interactions existent en effet, et leur origine est soit rétinienne, soit centrale. L'interaction rétinienne semble certaine en vision non fovéale, et trouve une confirmation anatomique dans l'existence des fibres de connexion décrites

par Ramon y Cajal ; par contre la fovea paraît y échapper (voir à ce sujet H. E. Roaf [22]). Mais rien n'empêche de supposer une interaction d'origine centrale entre les influx nerveux de la fovea et ceux de la rétine périphérique, d'où résulterait une inhibition partielle des fonctions fovéales. Seule l'expérience peut nous apprendre si la fonction que nous utilisons, à savoir la perception de l'égalité de deux brillances perçues à tour de rôle, est ou n'est pas faussée par une inhibition de ce genre.

Nous avons à cet effet réalisé le montage photométrique suivant : une plage circulaire de brillance B et de diamètre apparent 1° est entourée d'une région concentrique de diamètre total 10° ; le sujet regarde successivement, en vision monoculaire et avec un intervalle très bref d'obscurité (0,4 seconde environ), les deux distributions suivantes :

1° $B = 0$; brillance latérale b_1 faible ;

2° B intense ; brillance latérale b_2 voisine de b_1 .

Le sujet cherche à égaliser b_1 et b_2 , en fixant un point quelconque de la région latérale.

Nous avons fait varier B entre 1 et 10 stilbs (bougies par centimètre carré) et les b entre 0.1 et 10 nits (bougies par mètre carré). Aucun écart systématique ne s'est manifesté entre les brillances à comparer b_1 et b_2 ; l'égalité apparente correspond bien à une égalité objective, malgré la présence de B dans l'une des alternatives ; et cela justifie notre méthode. Il en serait tout autrement si B tombait sur la fovea et qu'on se servit de la rétine périphérique pour apprécier l'égalité.

Dans notre technique, le seul effet perturbateur de la brillance B serait de diminuer la précision des égalisations ; la diffusion dans l'œil en est en partie responsable : elle produit un voile lumineux parasite au travers duquel on voit la brillance b_2 , ce qui gêne l'égalisation ; mais il se peut aussi, et la troisième partie de ce travail en apportera la preuve, qu'un phénomène d'inhibition se manifeste effectivement, et modifie le seuil de la sensibilité différentielle ; de ce fait, les erreurs accidentelles se trouvent accrues, mais il n'intervient pas d'erreur systématique, et c'est là le point capital.

Cela tient au fond à ce qu'une égalisation de brillance n'est pas un phénomène liminaire, et de ce fait notre méthode directe échappe à l'inhibition ; ce ne serait pas le cas des méthodes indirectes où l'on mesure des seuils, comme celle de Pokrowski [20] ou de Bartley [2] : c'est alors l'éblouissement total que l'on étudie, et non pas seulement l'effet de la lumière diffusée dans l'œil.

Nous pensons avoir montré que cette première objection pouvait être réfutée ; il s'ensuit que la formule (3) est bien valable pour la brillance fictive, comme nous l'avions supposé ; ou si l'on préfère, que l'égalité subjective des brillances correspond bien à une égalité objective des éclairissements rétinien.

Une autre objection consiste à invoquer le phénomène remarquable découvert par Stiles et Crawford [27] : l'efficacité des rayons lumineux atteignant la rétine

dépend de l'angle qu'ils font avec elle ; des rayons très obliques, donc peu efficaces, doivent exister dans le flux diffusé dans l'œil, tandis que l'obliquité des rayons provenant de la source de comparaison reste faible ; dans ces conditions, l'éclairement e calculé à partir de b au moyen de la formule (3) ne représente plus le véritable éclairement rétinien. Certes, mais l'éclairement diffusé sur la rétine ne nous intéresse qu'en raison de son action sur elle ; seule nous importe la fraction efficace de cet éclairement, et la quantité e_r déduite de la formule (3) représente bien cet éclairement nuisible ; le reste est comme s'il n'existait pas, puisqu'il n'a pas d'effet.

Résultats. — Nous n'avons retenu que les mesures faites sur trois sujets : L et P ont moins de 30 ans, C légèrement plus de 50 ; C et F sont emmétropes, L myope de 4 dioptries. La diffusion dans l'œil semblant assez variable suivant les yeux, nous ne donnerons pas de moyennes, mais des valeurs individuelles.

Toute recherche d'optique physiologique peut se mener de deux façons. Ou bien on désire établir la valeur moyenne d'une grandeur visuelle : il faut alors opérer par statistique sur un très grand nombre de sujets ; ainsi Gibson et Tyndall, pour établir la courbe de visibilité, font défiler devant leurs appareils tout le personnel du Bureau of Standards et prennent la moyenne des résultats, assez divergents : pour une visibilité moyenne de 0,5 par exemple, les sujets se répartissent uniformément entre 0,4 et 0,6. Ou bien on compare plusieurs fonctions visuelles : il faut alors le faire sur le même sujet, car les corrélations obtenues entre des valeurs moyennes sont fictives ; par exemple, si pour chaque sujet pris individuellement une propriété de l'œil A s'exprimait par le carré d'une autre propriété B, cette relation ne serait plus vérifiée pour l'œil « canon », car la moyenne arithmétique de A sera le carré de la moyenne quadratique de B, et non pas de sa moyenne arithmétique. Dans l'étude de la lumière diffusée, c'est surtout la liaison entre divers phénomènes qui nous intéresse, par suite la seconde méthode nous semble préférable.

La brillance fictive b qui sert de mesure à la lumière diffusée dans l'œil est évidemment fonction des dimensions et de la brillance de la source primaire, ainsi que de sa position par rapport à la ligne du regard. Une étude préliminaire nous a montré que la position n'intervenait que par la distance angulaire θ séparant l'image de la source et la fovea, région de la rétine où se fait l'égalisation photométrique ; si θ ne varie pas, b garde la même valeur, que la source soit située en dessus ou en dessous du point de fixation, ou latéralement (à part le cas de la tache aveugle, sur lequel nous reviendrons). D'autre part la théorie nous a montré que l'éclairement rétinien e_r produit par diffusion dans l'œil était proportionnel à $E p^2$, E désignant toujours l'éclairement de la source tel que nous l'avons déjà défini, et p le diamètre de la pupille ; comme, d'après la formule (3), e_r doit être proportionnel aussi à $b p^2$, il en résulte que le rapport b/E ne doit dépendre que de θ ; ni la brillance de la source, ni son diamètre apparent δ n'interviennent.

TABLEAU I.

Valeurs de $\frac{b}{E}$ en fonction de E et de θ (E en lux, b en nits, θ en degrés, δ en minutes)

1 nit = 1 bougie par mètre carré.

δ	E	$\theta=1$	$\theta=1,5$	$\theta=2$	$\theta=3$	$\theta=5$	$\theta=7$	$\theta=10$	$\theta=15$	$\theta=20$	$\theta=30$
15	0,1	15,8	3,72	2,25	0,699	0,186	0,094	0,057			
30	0,1	14,1	4,44	1,97	0,717	0,173	0,104	0,047			
15	0,2	14,0	4,15	2,28	0,700	0,228	0,093	0,055	0,0263	0,0180	
15	0,5	13,6	4,34	2,05	0,689	0,230	0,091	0,056	0,0295	0,0182	0,0107
30	0,5	12,3	4,31	2,02	0,643	0,193	0,084	0,045	0,0278	0,0154	0,0089
15	1	15,4	4,42	1,91	0,712	0,188	0,092	0,058	0,0288	0,0193	0,0097
30	1	12,4	4,24	2,20	0,696	0,206	0,099	0,060	0,0251	0,0167	0,0084
15	2	12,9	4,51	2,18	0,661	0,213	0,098	0,052	0,0300	0,0197	0,0116
15	5	14,3	3,93	2,12	0,675	0,216	0,109	0,059	0,0267	0,0204	0,0120
30	5	15,3	4,56	2,01	0,695	0,232	0,099	0,054	0,0272	0,0184	0,0098
7	10	12,4	4,65	2,04	0,682	0,182	0,086	0,046	0,0234	0,0183	0,0093
15	10	13,9	4,33	2,00	0,696	0,217	0,095	0,048	0,0243	0,0169	0,0110
30	10	15,6	3,89	1,99	0,731	0,184	0,088	0,050	0,0260	0,0210	0,0096
60	10	(18,4)	4,58	2,24	0,692	0,200	0,105	0,049	0,0265	0,0189	0,0100
Moyennes		14,0	4,29	2,09	0,692	0,203	0,0955	0,0526	0,0268	0,0184	0,0101

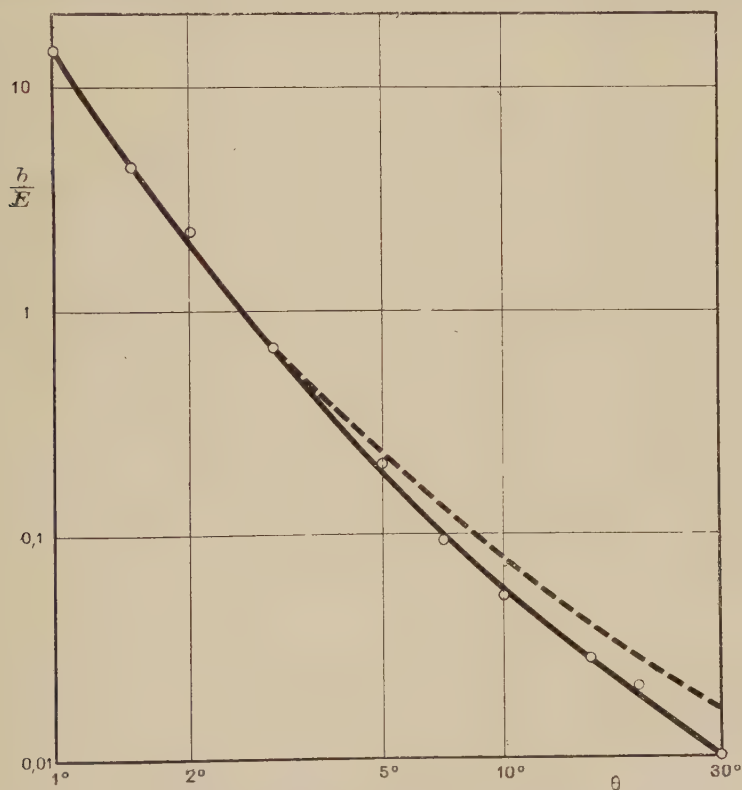


FIG. 7. — Lumière diffusée sur la fovea en fonction de l'angle que fait la direction de la source avec la ligne de fixation.

L'expérience vérifie pleinement ces conclusions, comme on pourra s'en convaincre en consultant les résultats rassemblés dans le tableau I, et relatifs au sujet L préalablement adapté à l'obscurité. Pour chaque valeur de θ , le rapport b/E reste constant, ou du moins les écarts ne présentent aucune allure systématique; il faut rejeter le nombre entre parenthèses, obtenu pour $\theta = \delta = 1^\circ$, car θ n'est plus défini à une si petite distance d'une source trop étendue. Cette remarquable constance du rapport b/E fournit une justification *a posteriori* de notre hypothèse fondamentale, à savoir la proportionnalité entre l'éclairement rétinien e_r dû à la lumière diffusée dans l'œil et la brillance fictive b que l'on perçoit de ce fait.

La courbe en trait plein de la figure 7 représente la variation de b/E en fonction de θ ; les échelles sont logarithmiques tant en abscisses qu'en ordonnées. La décroissance de b/E est très rapide pour les petits angles; vers 1° elle s'effectue à peu près comme $1/\theta^3$; puis elle se ralentit, et vers 30° b/E ne décroît plus que comme $1/\theta$.

On peut exprimer ces résultats au moyen des éclairissements rétiens e_r qui sont proportionnels aux brillances b et s'en déduisent par la formule (3); si nous fixons arbitrairement le diamètre pupillaire p à la valeur constante 5 mm, cette formule s'écrit :

$$e_r = 0,047 \, b.$$

Il résulte de nos mesures qu'à une distance angulaire de la source $\theta = 30^\circ$, l'éclairement rétinien e_r vaudrait $4,7 \cdot 10^{-4}$ E; à 5° : $9,5 \cdot 10^{-3}$ E; à 1° : 0,66 E. Dans l'image proprement dite, e_r vaut environ 800 E pour une source de diamètre apparent $30'$. Pour une source ponctuelle, l'éclairement au centre de l'image est de l'ordre de 10^6 E; nous avons vu, tout au début de ce travail, qu'à $10'$ du centre de cette image l'éclairement dû à l'aberration chromatique de l'œil valait 40 E environ; or si nous supposons que la loi en $1/\theta^3$ reste valable, l'éclairement e_r dû à la lumière diffusée serait 140 E pour $\theta = 10'$: cela explique l'impossibilité de percevoir le halo bleu théorique entourant l'image d'une source ponctuelle : il est noyé sous la lumière diffusée.

Les mesures effectuées sur les sujets C et P sont moins nombreuses et moins précises; la courbe de P se confond sensiblement avec celle de L; par contre celle de C s'en détache pour les valeurs notables de θ (courbe en pointillé de la figure 7) : pour $\theta = 30^\circ$, la diffusion de C est 1,6 fois plus forte que pour L, peut-être à cause de la différence d'âge.

Interprétation. — Nous allons tenter de rendre compte des résultats précédents en utilisant les données de la première partie, sans nous dissimuler le caractère aléatoire de nos explications.

Tout d'abord, les anneaux de diffraction semblent hors de cause : on les perçoit grâce à leurs colorations, mais l'augmentation locale d'éclairement qui en résulte ne paraît pas dépasser 10 % sur les sujets examinés; aussi les négligerons-

nous. Parmi les autres processus de diffusion, deux conduisent à des lois de décroissance rapide en fonction de θ : l'éclairement de l'auréole capillaire diminue en moyenne plus vite que $1/\theta^2$ dans l'intervalle de 1 à 3° , puis devient négligeable ; de même la lumière diffusée par la rétine même doit varier plus rapidement que $1/\theta^2$. Au contraire, l'éclairement dû à la 7^e image de Purkinje a pour expression, si $p = 5$ mm :

$$5 \cdot 10^{-3} E a \cos^n \theta,$$

a désignant l'albedo de la rétine et n un exposant indéterminé ; cette loi de décroissance est lente tant que θ n'est pas très grand. Quant à la diffusion trouble des milieux de l'œil, elle se place entre les extrêmes, et doit décroître plus rapidement que $1/\theta$.

Nos résultats expérimentaux montrent que, au voisinage de 1° , e_r varie comme $1/\theta^3$: dans cette région prédominent donc la diffusion rétinienne et l'auréole capillaire ; au contraire, au delà de 30° , e_r ne décroît plus que comme $1/\theta$: nous invoquerons la 7^e image de Purkinje, avec un exposant $n = 4$, car vers $30^\circ \cos^4 \theta$ varie en gros comme $1/\theta$. Dans la région moyenne, entre 5 et 20° , la diffusion trouble serait en cause. Finalement l'ensemble de nos mesures se représente d'une façon satisfaisante par la formule suivante, semi-empirique et semi-théorique :

$$e_r = E \left(\frac{0,61}{\theta^3} + \frac{0,05}{\theta^{1,5}} + 0,0002 \cos^4 \theta \right). \quad (4)$$

Cette formule suppose θ exprimé en degrés et un diamètre pupillaire de 5 mm ; elle n'est évidemment valable que dans la limite de nos expériences (de 1 à 30°).

Il faut maintenant vérifier que ces interprétations ne conduisent pas à des ordres de grandeur absurdes. Le flux lumineux total qui a pénétré dans l'œil vaut $\frac{\pi}{4} E p^2$, soit ici 19.6 E (en évaluant les longueurs en millimètres) ; une fraction k de ce flux est diffusée par la rétine ; comme la rétine est un volume et non une surface, nous supposons que ce flux diffusé se répartit d'une façon homogène dans tout l'espace ; une cellule nerveuse située à 1° , c'est-à-dire à 0,3 mm de l'image recevra donc un éclairement $\frac{19,6}{4\pi(0,3)^2} k E$, soit 17,4 $k E$. Si nous supposons que le premier terme de la formule (4) représente la contribution de la diffusion rétinienne, il vient :

$$k = \frac{0,61}{17,4} = 0,035.$$

Il suffirait donc que la rétine diffusât seulement 3,5 % du flux incident pour rendre compte des résultats expérimentaux ; en réalité, elle doit en diffuser davantage, mais la lumière ainsi renvoyée s'absorbe en partie durant son parcours à travers la rétine, et cela explique la décroissance plus rapide que $1/\theta^2$. Le 3^e terme de (4), dû à l'effet de la 7^e image de Purkinje, conduirait à un albedo de la rétine, considérée cette fois comme une surface, de l'ordre de : $a = 0,05$. Or on a la relation

générale : $k = 4 a$, d'où $k = 0,2$. Ces diverses valeurs ne paraissent pas invraisemblables.

Quant au second terme de (4), nous l'interprétons comme la contribution des milieux troubles ; appliquons-lui la théorie exposée à la fin de la première partie, en définissant une fonction $F(\theta)$ par la condition :

$$\frac{1}{8} E \left(\frac{p}{y} \right)^2 F(\theta) = E \frac{0,05}{\theta^{1,5}}.$$

En introduisant les valeurs numériques $p = 5$ mm et $y = 17$ mm, et en exprimant θ en radians et non plus en degrés, on obtient :

$$F(\theta) = \frac{0,0107}{\theta^{1,5}}.$$

On sait que $\int_0^{\frac{\pi}{2}} F(\theta) \sin \theta d\theta$ mesure le facteur ρ d'absorption apparente de l'œil dû à la diffusion ; nous en obtiendrons une valeur par excès en remplaçant $\sin \theta$ par θ ; il vient :

$$\rho = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{0,0107}{\sqrt{\theta}} d\theta = 0,0214 \sqrt{\frac{\pi}{2}} = 0,027.$$

Si nous admettons la valeur 0,3 du facteur total d'absorption calculée par Stiles, on peut en déduire que la diffusion intervient pour moins du dixième dans le total ; l'absorption vraie constituerait l'essentiel de l'effet.

Importance de la diffusion dans l'œil. — La petitesse des valeurs numériques que nous venons de calculer pourrait inciter à traiter la diffusion dans l'œil comme un petit phénomène : il l'est en ce sens que le flux lumineux dispersé reste faible par rapport au flux total et que par suite l'éclairement de l'image de la source n'en est pas sensiblement diminué ; mais la lumière répandue sur des régions rétinienne qui devraient rester dans l'obscurité complète prend une grande importance relative, si l'on compare l'œil aux instruments d'optique usuels. Soit par exemple un objectif photographique ouvert à $f : 3,5$, ce qui correspond à peu près à l'ouverture numérique de l'œil pour un diamètre pupillaire de 5 mm. Une mesure sommaire de l'éclairement diffusé sur la plaque à 5° de l'image nous a donné la valeur $2 \cdot 10^{-4} E$, soit 50 fois moins que pour l'œil ; et pourtant il s'agit d'un objectif à cinq verres d'assez médiocre homogénéité. Comme la variation en fonction de θ est plus lente que pour l'œil, cette disproportion s'accroîtrait encore à de plus faibles distances de la source, tout au moins si l'on utilise des plaques à enduit dorsal éliminant le halo. L'œil diffuse donc beaucoup plus que les appareils les plus médiocres à cet égard.

Diffusion par la tache aveugle. — A l'entrée du nerf optique dans l'œil correspond une région de la rétine insensible à la lumière et dépourvue de pigment ; elle

paraît blanche à l'ophthalmoscope, tandis que le reste de la rétine semble rougeâtre. Le centre de ce « punctum cæcum » se trouve en moyenne à 16° de la fovea ; les dimensions de la tache aveugle, très variables avec les individus, et augmentant un peu avec l'âge si l'on en croit Wentworth [32], suffisent à loger en moyenne onze pleines lunes à la file, selon la remarque de Helmholtz.

Si la source primaire forme son image sur la tache aveugle, on constate un éclairissement diffusé nettement plus grand que lorsque cette image se forme à la même distance de la fovea mais en dehors de la tache, de 2 à 4 fois plus grand comme ordre de grandeur ; on ne peut fixer de valeur plus précise, car la tache aveugle est très hétérogène, à cause des vaisseaux sanguins qui la traversent, et les résultats diffèrent suivant l'endroit où l'image se forme. Cette lumière diffusée permet, malgré l'insensibilité de cette région, de constater l'existence d'une lumière dont l'image se projette sur la tache, et même d'en percevoir les mouvements. Aussi voit-on à intervalles périodiques des auteurs annoncer que la tache aveugle n'est que borgne et perçoit faiblement la lumière ; malheureusement cela les oblige à supposer l'existence d'organes récepteurs que l'on n'a jamais vus, ou bien à admettre que les fibres du nerf optique sont directement excitables par la lumière, ce qui est un non-sens psychologique, car on localiserait la perception à l'extrémité des fibres, c'est-à-dire sur toute la rétine sauf la tache aveugle.

Lumières homogènes. — Tout ce qui précède suppose l'emploi de lumière blanche telle que la produisent les lampes à incandescence ; pour étudier l'effet des lumières colorées, le monochromatisme est superflu, car la diffusion ne varie que lentement avec la longueur d'onde, comme le prouve l'aspect blanchâtre à peine bleuté de la brillance fictive. Nous avons employé des écrans isolant des régions spectrales définies, notamment un rouge transparent au delà de $0,62\ \mu$; un bleu en deçà de $0,48$; et un vert qui transmet au maximum vers $0,53\ \mu$; nous disposions de deux filtres identiques de chaque type, de façon à en placer un devant chacune des lampes S et S' de la figure 6. La lumière verte produit à peu près l'effet de la lumière blanche. Pour les angles θ plus petits que 3° , la lumière bleue est moins diffusée que la blanche et la rouge davantage ; c'est le contraire au delà de 3° . On trouvera dans le tableau II le rapport des éclairissements diffusés

TABLEAU II.

θ en degrés	rouge blanc	bleu blanc
1	1,29	0,87
2	1,19	0,93
3	1,04	0,98
5	0,78	1,2
7	0,73	1,4
10	0,65	1,3
15	0,66	1,5
20	0,64	1,4
30	0,70	1,3

en fonction de l'angle ; la rétine semblerait donc diffuser par elle-même plus de lumière rouge, et les milieux troubles plus de lumière de courte longueur d'onde.

Effet de l'adaptation. — Nous terminerons cette étude photométrique en signalant un phénomène bizarre qui nous frappa dès le début de nos recherches sur la diffusion dans l'œil : c'est l'accroissement apparent très notable de la diffusion pendant les premières minutes d'adaptation à l'obscurité. Tous les résultats donnés jusqu'ici supposaient une adaptation préalable. Il est difficile de fixer exactement les valeurs relatives à la période intermédiaire pendant laquelle l'œil habitué au jour s'accoutume peu à peu à l'obscurité, car ces valeurs se modifient rapidement et varient d'une expérience à l'autre. Si l'unité représente la brillance b mesurée en lumière blanche sur l'œil adapté à l'obscurité (valeurs du tableau I et de la figure 7), on obtient les ordres de grandeur suivants pour $\theta = 5^\circ$: 0,4 lorsque l'œil accoutumé à la lumière du jour vient juste d'être amené à l'obscurité ; 0,7 au bout de 1 minute d'obscurité ; 0,9 au bout de 5 minutes ; 1 au delà de 10 minutes. Cet effet s'accroît encore pour les valeurs de θ plus faibles que 5° , et s'atténue pour les plus fortes. Tout semble donc se passer comme si l'adaptation augmentait la diffusion.

La diffusion des milieux de l'œil n'a aucune raison de changer, sauf la diffusion par la rétine même qui pourrait varier en raison d'une modification physique de la rétine liée au mécanisme de l'adaptation ; mais cette explication tombe si l'on remarque que le phénomène paraît spécialement net lorsque l'image de la source se forme sur la tache aveugle, région que l'adaptation ne peut guère modifier. Ce ne serait donc pas l'éclairement rétinien dû à la lumière diffusée qui varierait, mais la sensibilité relative de la rétine à cet éclairement. Or la lumière diffusée dans l'œil ne diffère physiquement d'une lumière ordinaire que par l'obliquité plus grande des rayons sur la rétine ; par conséquent l'effet que nous décrivons prouve que l'efficacité des rayons obliques s'accroît lorsque l'œil s'adapte à l'obscurité.

Stiles et Crawford [27], puis Wright et Nelson [33], qui ont étudié l'efficacité comparée des rayons normaux à la rétine et des rayons légèrement obliques ayant pénétré par le bord de la pupille, ne signalent pas d'effet de ce genre, mais pour ces faibles obliquités le phénomène doit s'atténuer au point de passer inaperçu si l'on n'en soupçonne pas *a priori* l'existence ; nous avons donc repris leurs expériences. Le montage employé est schématisé sur la figure 8 : une lentille L donne d'une source ponctuelle S à travers un biréfringent B deux images A et A' situées dans le plan de la pupille du sujet, l'une au centre et l'autre à la périphérie de celle-ci ; le sujet voit deux images contiguës du diaphragme rectangulaire D placé contre L ; ces images jouent le rôle de plages photométriques, et on règle l'égalité apparente de leurs brillances en tournant un polariseur P à faces normales monté sur un cercle gradué. Afin d'éliminer une influence éventuelle, non constatée d'ailleurs, de l'état de polarisation, il faut recommencer chaque mesure en permutant A et A'. L'efficacité des rayons pénétrant à 2,5 mm du centre de la pupille.

comparée à celle des rayons centraux, nous a donné en moyenne la valeur 0,27 lorsque l'œil est adapté à la lumière du jour et 0,33 quand il l'est à l'obscurité, ce qui confirme l'explication proposée.

Mais pourquoi l'efficacité des rayons obliques croît-elle avec l'adaptation ? On pourrait songer à la migration du pigment épithélial, constatée sur un grand nombre de vertébrés (voir par exemple [19]) : en vision diurne ce pigment vient se

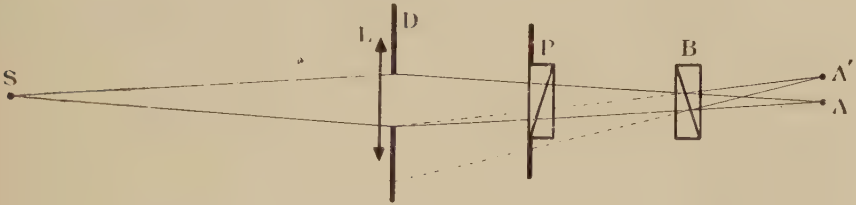


FIG. 8. — Mesure de l'efficacité relative de faisceaux passant par des régions différentes de la pupille.

glisser entre les récepteurs rétiniens, les isolant et les protégeant contre l'éclairement latéral ; ce pigment retourne vers la choroïde pendant la vision nocturne. Malheureusement la migration pigmentaire n'a pu être mise en évidence chez les mammifères et il vaut mieux ne pas l'invoquer. Nous supposons simplement que les récepteurs rétiniens, cônes et bâtonnets, sont plus sensibles à un flux lumineux les atteignant dans le sens de leur longueur que transversalement ; et qu'en outre cet effet dirigé se fait sentir davantage pour les cônes. A mesure que l'œil s'adapte à l'obscurité, les bâtonnets parafovéaux prennent l'avantage sur les cônes fovéaux, et l'efficacité des rayons obliques s'en trouve accrue. Tout cela paraîtra peut-être hasardeux, mais en optique physiologique il est difficile d'arriver à des interprétations certaines.

TROISIÈME PARTIE

APPLICATION AU PROBLÈME DE L'ÉBLOUISSEMENT

L'éblouissement. — Sous ce nom on désigne tout effet nuisible dû à la présence d'une source intense dans le champ de vision ; les divers phénomènes d'éblouissement, qui n'ont souvent de commun que le nom, ont provoqué un grand nombre de recherches entreprises un peu partout, les chercheurs ignorant en général ce qui n'a pas été trouvé dans leur patrie : on pourra s'en convaincre en comparant trois bibliographies sommaires en langue anglaise [18], allemande [31] et française [11].

Il faut distinguer deux types principaux d'éblouissement qui correspondent à des mécanismes tout différents.

Le premier type s'appelle éblouissement successif ou en anglais « scotomatic glare » : après disparition de la source primaire éblouissante, la région rétinienne où se formait l'image de cette source reste partiellement aveugle et ne recouvre que lentement les propriétés des régions voisines. On atteint un stade donné de récupération au bout d'un temps qui, en gros, est proportionnel à la brillance de la source éblouissante (on suppose celle-ci d'un diamètre apparent notable), et à la durée de son action sur la rétine [12]. Ce phénomène se rattache directement au difficile problème des images consécutives et de leur évolution ; la diffusion dans l'œil n'y intervient pas, aussi le laisserons-nous complètement de côté.

Le deuxième type constitue l'éblouissement simultané ou « dazzle glare » : pendant la présence de la source éblouissante dans le champ de vision, les propriétés visuelles sont modifiées sur toute l'étendue de la rétine. Trois phénomènes sont en effet intervenus :

1° Un phénomène physique, la diffusion de la lumière dans l'œil, qui noie la rétine sous un voile lumineux.

2° Un phénomène physiologique : au moment où la source apparaît, l'œil réagit ; la pupille se contracte et l'adaptation rétinienne se modifie ; au bout d'un temps assez court, mettons une dizaine de secondes, cette réaction se stabilise à peu près, mais en chaque point de la rétine subsiste, tant que la source primaire reste visible et même un peu après, une inhibition partielle des fonctions visuelles.

3° Un phénomène psychologique : la lumière intense gêne et détourne l'attention.

Dans ce qui suit, le mot éblouissement désignera uniquement l'éblouissement simultané, et spécialement la période stable de cet éblouissement obtenue lorsque la source est présente dans le champ visuel depuis un temps suffisant.

Mesure de l'éblouissement. — A vrai dire, l'éblouissement étant un ensemble complexe et non une grandeur, on ne le mesure pas, mais, comme Dourgnon et Wagniet l'ont justement remarqué [6], on le repère au moyen d'un de ses effets arbitrairement choisi. A quel effet vaut-il mieux s'adresser ?

La fatigue produite à la longue est mal définie et très variable ; de même pour la sensation de « choc » que l'on éprouve au moment où la source apparaît ; Holladay a pourtant mesuré ce choc [12] et distingue même douze degrés, numériquement exprimables, entre le choc à peine perceptible et le choc douloureux ; pour un état donné d'adaptation de l'œil, ce choc ne serait fonction ni de la brillance B de la source, ni de l'éclairement $E = B \Omega$ dans le plan de l'œil, mais du produit $B \sqrt{\Omega}$, tant que l'angle solide Ω sous lequel on voit la source reste suffisamment grand. D'après quelques essais, ce choc nous paraît à brillance égale moindre en lumière colorée, quelle qu'en soit la couleur, qu'en lumière blanche : c'est la saturation et non la teinte qui permettrait de réduire le choc.

Une méthode plus précise consiste à mesurer sur une fonction visuelle quelconque la détérioration que provoque la source nocive ; comme l'éblouissement est un effet surtout nocturne et qu'en vision crépusculaire la perception des couleurs est quasi abolie, il faut s'adresser à une fonction non colorée : soit l'acuité visuelle c'est-à-dire la vision limite des formes ; soit la sensibilité différentielle aux brillances, c'est-à-dire la perception liminale des contrastes. Dans les problèmes pratiques l'acuité semble moins importante que la sensibilité différentielle ; ainsi, dans la conduite automobile de nuit, l'acuité ne sert qu'à lire de loin les bornes indicatrices, ou le numéro du confrère qui s'enfuit après collision ; par contre la perception des faibles contrastes permet de discerner la route des bas-côtés et des obstacles, et reste par suite indispensable. Aussi est-ce la variation de la sensibilité aux contrastes qui sert généralement de mesure à l'éblouissement.

La technique de mesure la plus simple semble la suivante : le sujet fixe un test présentant deux plages de brillances B et $B + \Delta B$; on détermine le ΔB juste discernable lorsque la source primaire est présente dans le champ visuel, et on le compare à cette même quantité mesurée par le même sujet en l'absence d'éblouissement. Malheureusement les valeurs de ΔB ainsi déterminées diffèrent beaucoup d'un sujet à l'autre, car le « juste discernable » est mal défini ; on obtient des résultats beaucoup plus cohérents en évaluant l'éblouissement comme Holladay l'a proposé, non plus par ΔB , mais par une brillance additionnelle b' qui semble s'ajouter aux deux plages du test du fait de l'éblouissement. On calcule en général b' à partir des déterminations de ΔB en écrivant que le même ΔB

est juste perceptible dans les deux conditions suivantes: pendant l'éblouissement lorsque les brillances réelles du test sont B et $B + \Delta B$; sans éblouissement lorsque ces brillances réelles sont $B + b'$ et $B + b' + \Delta B$. La brillance b' ainsi calculée ne caractériserait vraiment l'éblouissement que si elle ne dépendait pas de B ; l'expérience montre que cette indépendance n'est qu'approchée; en particulier, au voisinage de $B = 0$ on constate des phénomènes singuliers décrits par Stiles [25]; les mesures sont d'ailleurs médiocres dans ce cas, et cela condamne l'emploi du seuil absolu (ΔB pour $B = 0$) comme mesure de l'éblouissement, emploi suggéré par certains.

On peut aussi mesurer directement b' au lieu de le calculer, en superposant au test une brillance générale dont on règle la valeur jusqu'à obtention du même ΔB dans les deux cas: avec éblouissement sans brillance additionnelle, sans éblouissement avec brillance additionnelle b' .

Résultats. — Tant que le diamètre apparent de la source éblouissante n'excède pas 1° , les observateurs s'accordent à reconnaître que la brillance équivalente b' ne dépend que de l'éclairement E produit par la source et non directement de sa brillance ni de son diamètre apparent; que d'autre part la position de la source intervient seulement par l'angle θ qu'elle fait avec la ligne du regard. Si nous

TABLEAU III.

Valeurs de $\frac{b'}{E}$ en fonction de E et de θ (E en lux, b' en nits. θ en degrés).

E	$\theta=0,6$	$\theta=1,6$	$\theta=2,5$	$\theta=2,6$	$\theta=3$	$\theta=5$	$\theta=10$	$\theta=20$	$\theta=25$
0,09	110	4,8							
0,25			1,37			0,502		0,052	
0,28					1,14				
0,50			1,30			0,467		0,052	
0,86					1,12				
0,90	115	3,6		1,3					
1,00			1,12			0,350	0,107	0,041	
1,56					1,07				
2,00			1,47			0,343	0,105	0,034	0,018
2,80					0,92				
4,00						0,334	0,072	0,028	0,013
4,47					0,94				
5,00						0,334	0,070		0,011
6,00						0,293			0,013
6,19					0,92				
7,97					0,93				
9,80					0,92				

supposons en outre b' indépendant de B , la brillance b' n'est fonction que de E et de θ . Nous allons chercher la forme de cette fonction durant la période stable de l'éblouissement, en lumière blanche.

Les expériences de divers auteurs montrent que, pour θ donné, b' est à peu

près proportionnel à E ; néanmoins il subsiste un écart systématique très net, que l'on néglige à tort ⁽¹⁾. Il suffit pour le voir de jeter un coup d'œil sur le tableau III, où nous avons rassemblé quelques valeurs du rapport b'/E ; pour

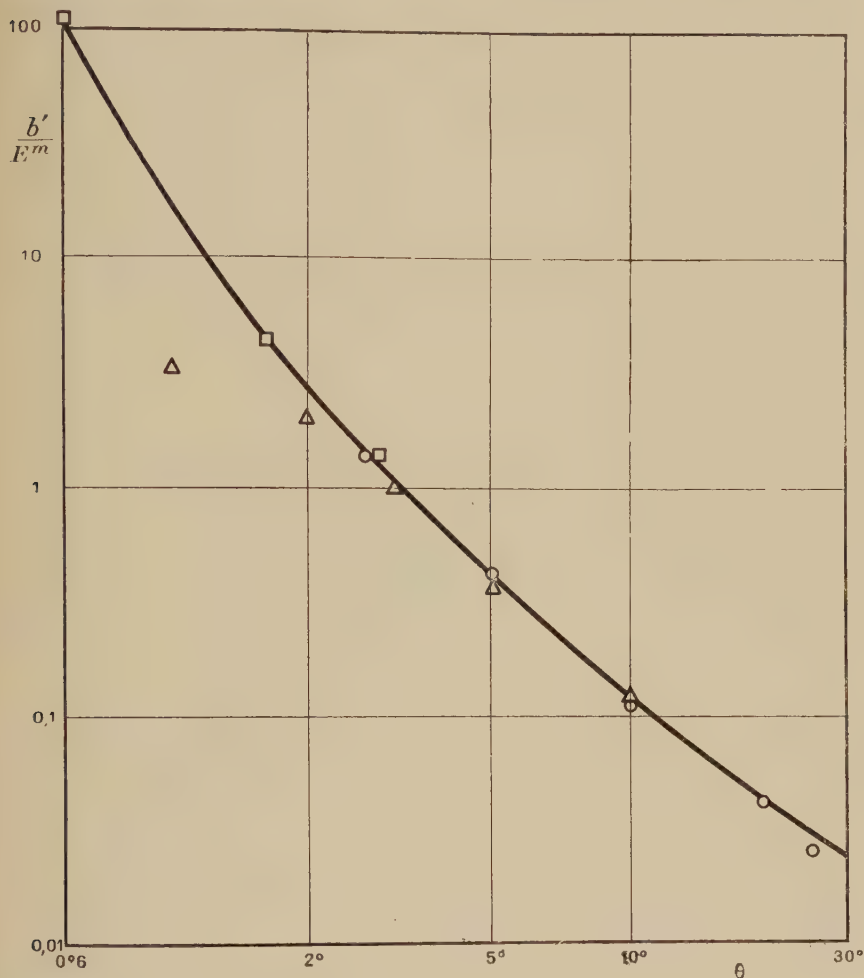


FIG. 9. — Eblouissement fovéal en fonction de l'angle que fait la direction de la source avec la ligne de fixation.

- mesures de Holladay.
- △ — de Stiles.
- — de Pokrowski.

(1) Pendant l'impression de ce travail, nous avons eu connaissance d'un article de J. Bouma (*Revue technique Philips*, 1 [1936], 225), où l'auteur, à propos des formules classiques d'éblouissement, expose des critiques analogues à celles que nous développons ici.

chaque valeur de θ , ce rapport décroît régulièrement lorsque E augmente, et cet effet semble d'autant plus marqué que θ est plus grand. Pour les angles $2^{\circ}, 5^{\circ}, 10^{\circ}, 20^{\circ}$ et 25° , les résultats sont empruntés à Holladay [13] ; pour 3° les valeurs sont calculées d'après les mesures de Stiles [25] ; pour $0^{\circ}, 6, 1^{\circ}, 6$ et $2^{\circ}, 6$ nous avons

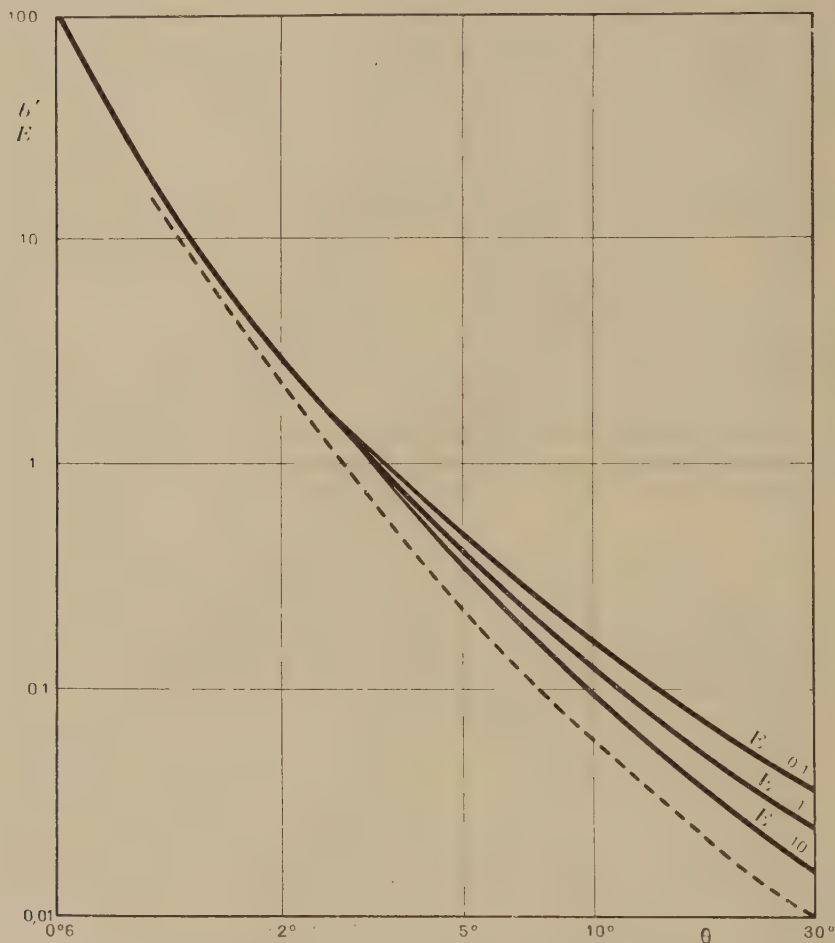


FIG. 10. — Eblouissement pour diverses valeurs de l'éclairement.

utilisé les expériences de Pokrowski [20], mais ces derniers résultats ne doivent être considérés que comme des ordres de grandeur. On constate donc que si b' est bien proportionnel à E pour les petits angles θ , il croît moins vite que E dès que θ est notable ; les résultats de Bordoni [24] confirment cette remarque : il a utilisé des éclaircements E allant jusqu'à 60 lux, et sa courbe de ΔB en fonction de E présente une concavité vers l'axe des E ; cela serait encore plus marqué sur la courbe de b' .

On peut alors chercher un exposant m tel que b' soit, pour θ donné, proportionnel à E^m ; les valeurs les plus sérieuses du tableau III sont relatives aux angles 3° et 5° ; à partir de ces résultats nous avons trouvé respectivement comme ordres de grandeur $m = 0,97$ et $m = 0,9$; pour 20° m serait d'environ 0,8. Naturellement cette proportionnalité approchée de b' à E^m ne vaut que pour l'intervalle expérimenté, soit de 0,1 à 10 lux.

Quant à la variation de b'/E^m en fonction de θ , elle est représentée par la courbe de la figure 9 ; les échelles sont logarithmiques ; les ronds indiquent les résultats de Holladay, les triangles ceux de Stiles, les carrés ceux de Pokrowski ; seul le résultat de Stiles relatif à 1° se situe nettement en dehors de la courbe, mais comme le test utilisé avait un diamètre de 2° , une mesure faite à 1° de la source n'a pas grand sens. La pente de la courbe croît à mesure que θ diminue ; si l'on voulait représenter b'/E^m par une expression de la forme $1/\theta^n$, l'exposant n varierait depuis l'unité vers 30° jusqu'à 4 vers $0^\circ,6$. Ce résultat est confirmé par les mesures d'autres auteurs cités par Stiles [24] : ainsi Bordoni trouve $n = 0,86$ comme valeur moyenne entre 10° et 40° , et l'Automobile-Club hollandais $n = 4$ pour θ de l'ordre de 1° . Si l'on portait en ordonnées b'/E , on obtiendrait un faisceau de courbes dépendant du paramètre E ; sur la figure 10 nous avons figuré trois de ces courbes, relatives à 0,1, 1, et 10 lux. Il se passe pour la courbe d'éblouissement en fonction de θ un effet analogue au phénomène de Purkinje pour la courbe de visibilité en fonction de la longueur d'onde : la forme de la courbe dépend du niveau d'éclairement utilisé. En valeur relative, les sources faibles éblouissent plus que les sources intenses.

Eblouissement en lumière homogène. — Le problème de la comparaison des éblouissements produits par la lumière blanche et par des lumières de couleur nous semble dépourvu de tout sens précis ; la sensibilité aux contrastes, par l'intermédiaire de laquelle la brillance b' se définit, dépend en effet de trop de variables : longueur d'onde, région rétinienne testée, champs périphériques, niveaux absolus de brillance, etc. On pourra se faire une idée de cette complication en lisant un mémoire de Stiles et Crawford sur la question [28] ; la seule conclusion générale qu'on en puisse tirer serait à l'avantage des faibles longueurs d'onde, et spécialement de $0,45 \mu$.

La confusion a été portée à son comble dans le problème des verres jaunes de projecteurs d'automobile. Il y a quelque douze ans, les constructeurs américains munissaient leurs phares d'ampoules en verre bleu, auxquelles on trouvait tous les avantages ; Luckiesh, Taylor et Holladay [16] comparèrent sommairement les effets éblouissants de ces lampes à ceux de lampes incolores et de lampes jaunes ; ils trouvèrent que toutes se valaient sensiblement, et que les lampes bleues n'avaient d'autre mérite que d'être à la mode. La création des verres au sulfure de cadmium provoqua en France un engouement analogue ; on eut tôt fait de leur attribuer des propriétés extraordinaires, jusqu'à celle d'augmenter l'éclai-

rement. En ce qui concerne l'éblouissement, on trouvera quelques références dans un travail récent de Durup [8] ; suivant les conditions expérimentales que l'on choisit, on peut à sa guise démontrer que ces lampes jaunes éblouissent moins, autant, ou davantage que les lampes incolores.

Il semble pourtant exact que la plupart des conducteurs préfèrent croiser une voiture pourvue de lampes jaunes ; c'est peut-être parce que le « choc » de Holaday est moindre qu'en lumière blanche. Mais on obtiendrait le même résultat avec une couleur quelconque. En nous limitant toujours strictement à l'éblouissement simultané, nous croyons que le seul avantage des verres jaunes serait de fournir une lumière assez saturée sans trop diminuer le flux lumineux.

Diffusion et éblouissement. — Nous avons exprimé l'effet de la diffusion dans l'œil et celui de l'éblouissement de façons analogues : les grandeurs b et b' mesurent dans les deux cas la brillance objective d'un voile lumineux qui produirait sur l'œil, supposé sans diffusion ou non ébloui, les mêmes apparences ou les mêmes inconvénients que le phénomène étudié. Les définitions de b et de b' présentent cependant entre elles une différence : la brillance fictive de diffusion b se mesure en maintenant l'ouverture numérique de l'œil strictement constante, et cette précaution est indispensable puisqu'on compare des éclairissements rétiniens ; elle est superflue dans la mesure de la brillance efficace d'éblouissement b' , mesure dans laquelle n'interviennent que des rapports d'éclairissements ; une variation de la pupille ne peut modifier les résultats que de quelques centièmes, aussi la laisse-t-on s'effectuer librement.

Nous avons vu dans la deuxième partie que si la brillance b ne correspond pas strictement à l'éclairissement de la rétine par diffusion, à cause de l'effet d'obliquité, elle mesure la fraction efficace de cet éclairissement ; la brillance b' se définit d'autre part au moyen de son efficacité à noyer les contrastes. Si la diffusion était le seul phénomène qui intervint dans l'éblouissement, b et b' devraient coïncider.

Il n'en est rien : nous avons vu que, pour les sources de petit diamètre apparent, b variait strictement comme E , tandis que b' était proportionnel à E^m . Sauf peut-être pour les petits angles tels que m soit égal à l'unité, la diffusion ne peut donc suffire à expliquer l'éblouissement simultané. Cette conclusion avait été formulée il y a 25 ans par Cobb [4] : en comparant la baisse d'acuité centrale produite par l'éblouissement d'une part, et par un voile lumineux artificiel répandu dans le champ visuel d'autre part, il avait remarqué que des accroissements proportionnels étaient plus gênants dans le second cas ; il en avait déduit que l'éblouissement comportait à la fois une part physique, la diffusion, et une part physiologique, l'inhibition. Ce travail de Cobb semble avoir été oublié par la suite, et les opinions les plus contradictoires émises, la diffusion étant seule en cause ou n'intervenant pas, suivant les auteurs. Par exemple Stiles [26] a cru prouver par le calcul que la diffusion était trop faible pour jouer un rôle efficace ; mais il n'envisage qu'un mode de diffusion et lui applique la formule de Rayleigh : prémisses doublement

inexactes. A vrai dire, on ne pouvait rien préciser tant qu'une étude expérimentale de la diffusion dans l'œil n'avait pas été entreprise.

Les résultats obtenus dans la deuxième partie de ce travail nous permettent de déterminer le rôle exact que joue la diffusion dans l'éblouissement simultané; nous avons porté sur la figure 10 les valeurs de b/E (courbe en pointillé); par comparaison avec celles de b'/E (trait plein), on voit que l'importance relative de la diffusion s'accroît d'autant plus que l'angle θ est plus petit et l'éclairement E plus grand. La comparaison de ces courbes ne donne que des indications qualitatives, puisqu'elles ne se rapportent pas aux mêmes sujets; aussi avons-nous mesuré directement le rapport b/b' en remplaçant le point de fixation F de la figure 6 par un test comportant deux plages faiblement différenciées, vu par réflexion sur la paroi de la cuve C; b se détermine comme plus haut, et b' par la brillance de la lumière de comparaison, qui permet de voir les contrastes du test comme pendant l'éblouissement. Les résultats sont rassemblés dans le tableau IV; le sujet P n'y figure pas, il coïncide à peu près avec L. On voit que, près de l'image de la source, la lumière diffusée dans l'œil suffit presque à rendre compte de l'éblouissement; au delà de 10° par contre, elle n'intervient plus que pour le tiers ou la moitié, le reste devant être attribué à l'inhibition.

TABLEAU IV.

Rapport $\frac{b}{b'}$ en fonction de θ et de E (θ en degrés, E en lux).

θ	Sujet L		Sujet C	
	$E=1$	$E=10$	$E=1$	$E=10$
1	0,91	0,93	0,93	0,92
2	0,74	0,79	0,83	0,84
5	0,47	0,56	0,55	0,68
10	0,37	0,51	0,50	0,60
30	0,32	0,48	0,46	0,58

Lorsque l'image de la source se forme sur la tache aveugle, l'inhibition disparaît, mais la brillance de diffusion b étant multipliée au moins par 2, l'éblouissement ne diminue pas forcément; il peut même se trouver accru, comme certains auteurs l'avaient remarqué [5].

L'inhibition physiologique. — La brillance équivalente b' qui sert de mesure à l'éblouissement apparaît donc comme la somme de deux termes: la brillance de diffusion b et l'inhibition $b' - b$. Le premier correspond à un éclairement rétinien réel, le second à un éclairement purement fictif; il ne faut donc pas traiter leur somme comme une grandeur physique, ainsi que nous l'avons fait remarquer à la fin de la première partie.

Nous avons essayé de représenter l'inhibition par une formule empirique ; l'ensemble de nos mesures conduirait à l'expression :

$$b' - b = 0,015 \frac{E^{0,75}}{91,3}$$

les brillances étant évaluées en nits (bougies par mètre carré), l'éclairement en lux, et l'angle en degrés. Ce résultat est très incertain, puisque obtenu par différence de deux quantités voisines et mal déterminées. Il serait désirable de mesurer directement l'inhibition, mais nous ne voyons pas comment. Certaines remarques, sur lesquelles nous terminerons, viennent pourtant confirmer nos mesures.

1° L'influence d'un champ périphérique sur la sensibilité différentielle est bien connue: on améliore les mesures photométriques en entourant les plages à comparer d'une région de même brillance et de grande étendue; au contraire une brillance périphérique supérieure est nuisible. D'après des mesures d'Abribat [1], la brillance du champ photométrique nécessaire pour atteindre une sensibilité différentielle donnée croîtrait en moyenne comme la puissance 0,9 de la brillance périphérique, lorsque celle-ci est comprise entre 0,01 et 1 stilb, et moins vite en-dessous de 0,01 stilb. Cette inhibition par champ étendu présente donc, comme notre inhibition due à une petite source périphérique, la particularité de croître moins vite que la simple proportionnalité. Si la brillance périphérique tombe au-dessous de celle du champ photométrique, la présence de la source latérale améliore la vision des contrastes ; d'où un éblouissement négatif déjà signalé [5].

2° Si l'on suppose que l'inhibition est au moins en partie d'origine centrale, l'éblouissement d'un œil doit affecter la vision de l'autre ; ce phénomène a été étudié (voir en particulier [9]), mais les résultats des divers auteurs sont discordants ; il semble pourtant que cette inhibition croisse moins vite que E.

3° Au moment où la source éblouissante apparaît, l'inhibition prend momentanément des valeurs énormes, puis elle diminue et se fixe au niveau stable que nous avons étudié ; lorsque la source s'éteint, la diffusion est instantanément supprimée, tandis que l'inhibition ne doit disparaître que progressivement, comme tout phénomène physiologique ; une mesure d'éblouissement faite juste après extinction donnerait donc une limite inférieure de l'inhibition. D'après Holladay [13], l'éblouissement tomberait alors au tiers de sa valeur initiale, pour $\theta = 5^\circ$. Cet ordre de grandeur concorde bien avec nos mesures.

INDEX BIBLIOGRAPHIQUE

1. M. ABRIBAT. — Les contrastes de brillances dans la nature et dans ses représentations. Paris, Ed. de la Rev. d'Opt., 1936, p. 19.
 2. S. H. BARTLEY et G. A. FRY. — *J. of the Opt. Soc. Amer.*, t. 24 (1934), p. 342.
 3. BOUASSE et CARRIÈRE. — Diffraction. Paris, Delagrave (1923), ch. IV.
 4. P. W. COBB. — *Amer. Journ. of Physiology*, t. 29 (1911), p. 76.
 5. — *Trans. of the Ill. Eng. Soc.*, t. 6 (1911), p. 153.
 6. J. DOURGNON et P. WAGUET. — Commission internationale de l'éclairage, 1931. *Comptes rendus des séances*, p. 367.
 7. A. DRUAULT. — *Archives d'Ophtalmologie*, t. 40 (1923), p. 458 et 536.
 8. G. DURUP. — *Le travail humain*, t. 3 (1935), p. 257.
 9. F. A. GELDARD. — *Journ. of general Psychology*, t. 5 (1931), p. 191.
 10. GIRAUD-TEULON. — De l'œil. Paris, Baillière (1867), p. 127.
 11. B. GROS. — L'éblouissement rétinien. Paris, Vigné (1932).
 12. L. L. HOLLADAY. — *Journ. of the Opt. Soc. of Amer.*, t. 12 (1926), p. 271.
 13. — *Journ. of the Opt. Soc. of Amer.*, t. 14 (1927), p. 1.
 14. Ch. LAPICQUE. — *Revue d'Optique*, t. 15 (1936), p. 121.
 15. Y. LE GRAND. — *Comptes rendus des séances de l'Acad. des Sc.*, t. 202 (1936), p. 939.
 16. LUCKIESH, TAYLOR et HOLLADAY. — *Journ. of the Opt. Soc. Amer.*, t. 11 (1925), p. 311.
 17. M. LUCKIESH et F. K. MOSS. — *Journ. of the Opt. Soc. Amer.*, t. 24 (1934), p. 130.
 18. P. S. MILLAR et S. M. GRAY. — *Proceedings International Congress on Illumination*, 1928, p. 239.
 19. G. H. PARKER. — *Ergebnisse der Biologie*, t. 9 (1932), p. 239.
 20. G. I. POKROWSKI. — *Zeitschrift f. Physik*, t. 35 (1926), p. 776.
 21. C. V. RAMAN. — *Phil. Mag.*, t. 38 (1919), p. 568.
 22. H. E. ROAF. — *Proc. of the Roy Soc B*, t. 110 (1932), p. 448.
 23. Y. ROCARD. — *Revue d'Optique*, t. 13 (1934), p. 409.
 24. W. S. STILES. — *Proc. Int. Cong. on Ill.*, 1928, p. 220.
 25. — *Proc. of the Roy. Soc. B*, t. 104 (1929), p. 322.
 26. — *Proc. of the Roy. Soc. B*, t. 105 (1929), p. 131.
 27. W. S. STILES et B. H. CRAWFORD. — *Proc. of the Roy. Soc. B*, t. 112 (1933), p. 428.
 28. — *Proc. of the Roy. Soc. B*, t. 113 (1933), p. 496.
 29. TSCHERNING. — *Optique physiologique*. Paris, Carré et Naud (1898), p. 37.
 30. — *Traité de Physique biologique* publié sous la direction de MM. d'Arsonval, etc. Paris, Masson (1903), t. 2, p. 483.
 31. R. WEIGEL. — *Zeits. f. techn. Physik*, t. 6 (1925), p. 504.
 32. H. A. WENTWORTH. — *Amer. Journ. of Ophthalm.*, t. 14 (1931), p. 889 et 1118.
 33. WRIGHT et NELSON. — *Proc. of the Phys. Soc.*, t. 48 (1936), p. 401.
-

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté :

**La sensibilité de l'œil aux diverses radiations
et la courbe spectrale de luminosité.**

Vu et approuvé :

Paris, le 14 décembre 1936.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

CH. MAURAIN.

Vu et permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

S. CHARLÉTY.

2257. — Impr. Jouve et Cie, 15, rue Racine, Paris. — 4-37
